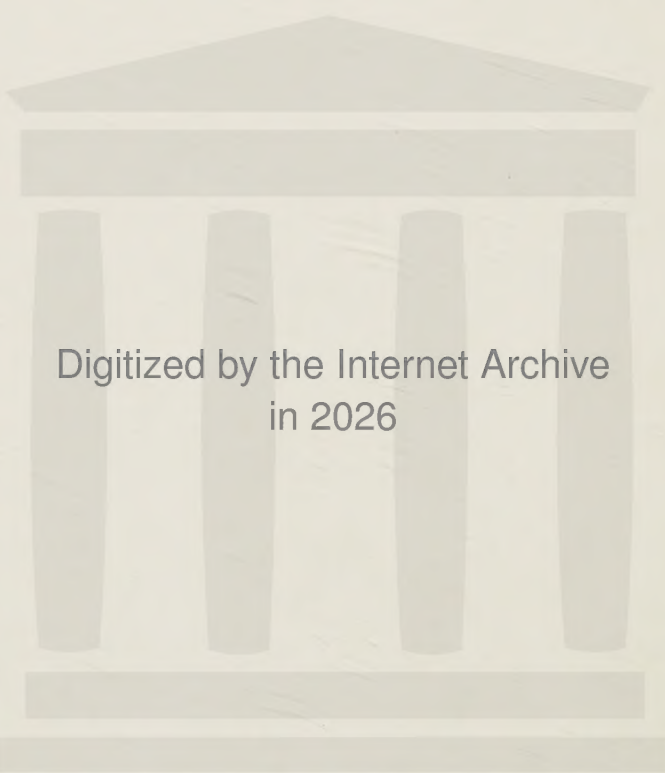


THOMSONSTREUUNG AN PLASMEN
NIEDRIGER ELEKTRONENDICHTE UND -TEMPERATUR
MIT HILFE EINES KONTINUIERLICHEN
ARGON-IONEN LASERS

Manfred v. Hellermann

1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Thomsonstreuung an Plasmen niedriger Elektronendichte
und -temperatur mit Hilfe eines kontinuierlichen
Argon-Ionen Lasers

Inaugural Dissertation zur Erlangung
des Doktorgrades der Fakultät Physik
der Ludwig Maximilian Universität
München

vorgelegt von
Manfred v. Hellermann
München 1974



1. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Brandmüller
 2. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Wienecke
- Tag der mündlichen Prüfung: 21. 2. 75

Zusammenfassung

Die Verwendung eines kontinuierlichen Argon-Ionen Lasers zur Messung der Thomsonstreuung an Plasmen niedriger Elektronendichte wird untersucht. In zwei Problemstellungen werden einmal die Dichtemessung an einem stationären Bariumplasma im Dichtebereich zwischen 10^9 und 10^{10} cm^{-3} und zum anderen die Messung von Elektronendichte und Elektronentemperatur an einem stationären Wasserstoffplasma im Dichtebereich zwischen 10^{12} und 10^{13} cm^{-3} behandelt.

Im ersten Fall wird das Thomsonsignal gegenüber einem dominierenden Falschlichtsignal und einem dominierenden Detektorrauschsignal gemessen. Es werden sowohl ein Nachweisverfahren (Photonenzählverfahren) entwickelt, als auch verschiedene Möglichkeiten zur Falschlichtreduzierung untersucht. Ein minimaler Falschlichtpegel entsprechend einer Elektronendichte von $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ wurde erreicht.

In der zweiten Problemstellung muß das Thomsonsignal bei einem hohen überlagerten Hintergrundsignal, das von der Brems- und Rekombinationsstrahlung des Plasmas herrührt, gemessen werden. Das Hintergrundsignal ist dabei um 4 Größenordnungen stärker als das Thomsonsignal. Es wird gezeigt, daß durch den Einsatz eines Vorwärts-Rückwärts-Zählverfahrens bei gleichzeitiger Modulation des Streusignals eine Messung möglich ist. Das Streusignal wird durch eine Polarisationsmodulation des linear polarisierten Laserlichtes mittels einer Pockelzelle moduliert. Das Thomsonstreuoprofil mit einer maximalen Zählrate von 100 Photoelektronen/sec wurde bei einer Hintergrundrate von ca. 700 000 Photoelektronen/sec aufgenommen. Eine Elektronendichte von $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von 0.3 eV wurden gemessen.

Zum Schluß werden die Verhältnisse von einem stationären Plasma auf die Verhältnisse bei einem gepulsten Plasma mit gleicher Dichte extrapoliert. Die kontinuierliche Laser-

leistung, die für eine zeitliche Auflösung von Elektronen-
temperatur und Elektronendichte im Millisekundenbereich er-
forderlich ist, wird abgeschätzt. Eine Anwendung dieses Ver-
fahrens für ein gepulstes Plasmaexperiment erscheint möglich.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verzeichnis der Abbildungen	1
1. <u>Einleitung und Ziel der Arbeit</u>	2
2. <u>Grundlegendes zur Thomsonstreuung</u>	3
2.1. Theoretische Grundlagen	3
2.2. Abschätzung von Streuintensität, Kontinuums- intensität und Detektorrauschsignal	11
2.3. Signal-Rausch-Verhältnis	15
3. <u>Experimentelles zum Streuversuch</u>	18
3.1. Versuchsanordnung zur 90° -Streuung	18
3.2. Polarisationsmodulation	19
3.3. Falschlichtquellen und Falschlichtreduzierung	21
3.4. Beobachtungsoptik	26
3.4.1. Abbildung des Streuvolumens	26
3.4.2. Spektrale Auflösung des Streuprofils	29
3.5. Elektronischer Aufbau	32
3.6. Symmetrie der Kanäle	34
4. <u>Experimentelle Ergebnisse</u>	
4.1. Thomsonstreuung bei dominierendem Falschlicht und dominierendem Detektorrauschen	38
4.2. Thomsonstreuung an einem stationären Wasser- stoffplasma bei dominierendem Eigenleuchten	42
5. <u>Abschätzung der kontinuierlichen Laserleistung bei einer zeitlichen Auflösung im Millisekundenbereich</u>	50
Anhang I: Eichung des Detektorsystems	52
Anhang II: Abschätzung des effektiven Volumens und Raumwinkels der Kontinuumstrahlung	54
Anhang III: Elektronische Bauteile	59
Anhang IV: Linearität des Zählsystems	69
Anhang V: Optimierung der Komparatorschwelle	72

1	...
2	...
3	...
4	...
5	...
6	...
7	...
8	...
9	...
10	...
11	...
12	...
13	...
14	...
15	...
16	...
17	...
18	...
19	...
20	...
21	...
22	...
23	...
24	...
25	...
26	...
27	...
28	...
29	...
30	...
31	...
32	...
33	...
34	...
35	...
36	...
37	...
38	...
39	...
40	...
41	...
42	...
43	...
44	...
45	...
46	...
47	...
48	...
49	...
50	...
51	...
52	...
53	...
54	...
55	...
56	...
57	...
58	...
59	...
60	...
61	...
62	...
63	...
64	...
65	...
66	...
67	...
68	...
69	...
70	...
71	...
72	...
73	...
74	...
75	...
76	...
77	...
78	...
79	...
80	...
81	...
82	...
83	...
84	...
85	...
86	...
87	...
88	...
89	...
90	...
91	...
92	...
93	...
94	...
95	...
96	...
97	...
98	...
99	...
100	...

Verzeichnis der Abbildungen

	Seite
1. Winkelbeziehungen zwischen Streuvektor, k-Vektor und E-Vektor	7
2. Versuchsanordnung	17
3. Blendenrohr	18
4. Beobachtungsraumwinkel, Falschlichtraumwinkel	22
5. Beobachtungsstrahlengang	27
6. Intensitätsprofil (1/10 Öffnung)	28
7. Intensitätsprofil (1/2 Öffnung)	28
8. Interferenzfilter: Verschiebung der Mittenwellen- länge	31
9. Transmission und Halbwertsbreite bei Rotation	31
10. Elektronischer Aufbau (Blockschaltbild)	33
11. Differenzsignal (10^6sec^{-1})	33
12. Rayleighstreuung an Helium	40
13. Plasmastrahl, Laserstrahl, Beobachtungsrichtung	40
14. Absolutsignal Eigenleuchten	44
15. a Streuprofil b logarithm. Darst.	46
16. a Streuprofil b logarithm. Darst.	47
17. a Streuprofil b logarithm. Darst.	48
18. Abbildung von Punkten außerhalb des Streuzentrums	55
19. Komparator und Vorverstärker	60
20. Oszillogramm: Multiplierpuls-TTL-Puls	63
21. Oszillator und Pulsverteilung	61
22. Oszillogramm: Oszillator, stat. Pulse	63
23. Oszillogramm: Pulse Kanal A, Kanal B	67
24. Schema: Steueroszillator; Zähltakt, Zählzeit	68
25. Start, Reset Signal	67
26. Pulsverteilung mit Symmetrisierung	68
27. Rayleighstreuung an Argon	70
28. Optimierung der Komparatorschwelle	70

1. Einleitung und Ziel der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit sollen Probleme behandelt werden, die bei der Streuung von Laserlicht an Plasmen sehr niedriger Dichte auftreten.

Es handelt sich um die Streuung von Licht an freien Elektronen, der sogenannten Thomsonstreuung, bei der die spektrale Verteilung des gestreuten Lichtes unter gewissen Voraussetzungen direkt die Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen widerspiegelt. Die Absolutintensität des gestreuten Lichtes ist ein Maß für die Dichte der Elektronen.

Die grundsätzliche Schwierigkeit aller Experimente zur Thomsonstreuung ist der Nachweis des gestreuten Lichtes. Wegen des kleinen Streuquerschnitts ($\sigma_{Th} = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$) ist z.B. bei einer Elektronendichte von 10^{12} cm^{-3} die Intensität des gestreuten Laserlichtes um 15 Zehnerpotenzen kleiner als das primäre Laserlicht. Aus diesen Zahlen wird verständlich, daß Bruchteile des primären Laserlichtes, die über Streuung an Linsen und Eintrittsfenstern und mehrmalige Reflexion in das Detektorsystem gelangen können, einen Nachweis des an den freien Elektronen gestreuten Lichtes erschweren oder unmöglich machen können. Man nennt diesen Teil des beobachteten Signals Falschlicht und nutzt bei seiner Beseitigung die Tatsache aus, daß es nicht frequenzverschoben ist, sondern die Wellenlänge des primären Laserlichtes hat. Wie stark man das Falschlicht auf diese Weise reduzieren kann, hängt vom Kontrastverhältnis des verwendeten Spektralapparates ab. Ein anderes Problem stellt das Eigenleuchten des Plasmas dar, das aus Brems-Rekombinations-Kontinuum und Linienstrahlung bestehen kann. Während man das Falschlicht mit Hilfe von Spektralapparaten zum Teil unterdrücken kann, muß das Streuspektrum gegen das Eigenleuchten des Plasmas als Hintergrund gemessen werden. Die ersten erfolgreichen Versuche zur Thomson Streuung waren aus diesem Grunde erst nach der Entwicklung von Hochleistungslasern möglich (Fiocco und

Thomson /1/ und Fünfer et al. /2/.

Bei typischen Laserleistungen von einigen 100 Megawatt und Pulsdauern von 20 nsec bestimmt man heute mit Rubinlasern bei Dichten von 10^{12} und einigen 10^{13}cm^{-3} lokal zu einem Zeitpunkt die Elektronendichte und Temperatur. Um bei einem gepulsten Plasmaexperiment mit einer typischen Entladungsdauer von einigen 100 Millisekunden räumliche oder zeitliche Profile dieser Größen zu erhalten, ist eine große Anzahl von Entladungen erforderlich. Die Größe der im Bau befindlichen oder geplanten Plasmaexperimente hat zur Folge, daß die Repetitionsrate, mit der diese Experimente betrieben werden können, immer kleiner wird.

Es ist daher eine wesentliche Frage, ob man nicht mit kontinuierlichen Lasern während einer einzigen Entladung zu mehreren Zeitpunkten Dichte und Temperatur bestimmen kann. Wegen der längeren Lebensdauer des Plasmas sind Integrationszeiten von einigen Millisekunden denkbar. Der erfaßbare Dichtebereich sollte zwischen 10^{12} und einigen 10^{13} Elektronen/ cm^3 liegen.

Außerdem legt ein stationärer Laser auch die Bestimmung wenigstens der Dichte von stationären Plasmen sehr niedriger Dichte (10^9 bis 10^{10}cm^{-3}) nahe.

In der vorliegenden Arbeit sollen deswegen diese beiden Problemstellungen behandelt werden.

Einmal soll die Möglichkeit des Einsatzes eines kontinuierlichen Argon-Ionen-Lasers zur Thomsonstreuung an einem stationären Bariumplasma mit einer Elektronendichte im Bereich von 10^9 bis 10^{10}cm^{-3} , bei einer Elektronentemperatur von etwa 0.2 eV mit dem Ziel einer Dichtemessung untersucht werden. Hier geht es darum, das Thomsons signal bei einem dominierenden Falschlichtsignal und Dunkelstromsignal zu messen. Als Detektoren werden Photomultiplier verwendet, deren Dunkelstrom bei diesen kleinen Dichten in die Größenordnung des zu messenden Nutzsignals kommt.

Die experimentelle Aufgabe lag in diesem Fall darin, einerseits verschiedene Möglichkeiten zur Reduzierung des Falschlichtes zu untersuchen und andererseits ein Detektorsystem

mit einem optimalen Verhältnis von Nutzsignal zu Dunkelstromsignal zu finden.

In der zweiten Problemstellung sollte die Thomsonstreuung mit Hilfe eines kontinuierlichen Argon-Ionen-Lasers an einem stationären Wasserstoffplasma der Elektronendichte 10^{12} bis 10^{13}cm^{-3} und einer Elektronentemperatur von etwa 1 eV untersucht werden. Hier hat man dann den Fall vorliegen, daß das vom Plasma ausgesandte Eigenleuchten groß gegen das Thomson-Streulicht ist.

Das wesentliche Motiv für diese Fragestellung war die Extrapolation der Verhältnisse von einem stationären Plasma mit hohem Hintergrundsignal auf die Verhältnisse bei einem gepulsten Plasmaexperiment mit etwa gleicher Dichte und ebenfalls hohem Eigenleuchten (Stellarator, Tokamak). Vor allem sollte dieses stationäre Experiment eine Abschätzung der (kontinuierlichen) Laserleistung ermöglichen, die bei einem gepulsten Experiment mit einer Integrationszeit im Millisekundenbereich nötig sein wird.

Bei Verwendung eines kontinuierlichen Argon-Ionen-Lasers mit einer Dauerstrichleistung von einigen Watt liegt das Eigenleuchten des Plasma um einige Größenordnungen über dem Streusignal. Das Streusignal kann nur dann nachgewiesen werden, wenn bei entsprechend langer Meß- oder Integrationszeit das Streusignal moduliert wird.

Koons und Fiocco /3/ konnten die Elektronendichte- und Temperatur in einer stationären Heliumentladung mit einem Argon-Ionen-Laser messen. Dabei wurden sowohl die Entladung als auch das Laserlicht moduliert, und das Thomsonsinal bei der Schwebungsfrequenz gemessen.

Da in einem gepulsten Plasmaexperiment (Stellarator, Tokamak) eine zusätzliche zeitliche Modulation des Plasmas nicht realisierbar ist, wurde in der vorliegenden Arbeit diese Art von Modulation von vorneherein nicht in Betracht gezogen. Um von dem stationären Experiment mit einer sehr langen Meßzeit die Verhältnisse auf ein gepulstes Experiment übertragen zu können, wurde das Laserlicht mittels einer Pockelszelle moduliert (vgl. 3.2.). Bei diesem Modulationsverfahren sind Modu-

lationsfrequenzen bis zu 1 MHz möglich und damit ist auch bei Meßzeiten, die bei einem gepulsten Experiment in Frage kommen, gewährleistet, daß die Meßzeit groß gegenüber der Periodendauer der Modulation ist.

Da bei der ersten Problemstellung (Streuung an einem stationären Plasma im Dichtebereich von 10^9 bis 10^{10}cm^{-3}) Signale, die klein gegen die Dunkelstromrate des Detektors sind, zu erwarten waren und bei der zweiten Problemstellung Signale in einem sehr großen dynamischen Bereich registriert werden mußten, wurde als Nachweis des Streusignals das Photonen-zählverfahren gewählt.

Das Photonen-zählverfahren wird im allgemeinen dann angewendet, wenn es darum geht, sehr schwache Lichtsignale zu registrieren, die in der Größenordnung des Dunkelstroms des Photomultipliers liegen (Morton /4/, Topp /5/, Tull /6/). Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Pulshöhenverteilung der Dunkelstrompulse sich von der Pulshöhenverteilung der Nutzlichtpulse unterscheidet. Unter den Dunkelstrompulsen werden dabei diejenigen Pulse an der Anode verstanden, die sowohl von thermisch ausgelösten Elektronen an der Kathode als auch von den einzelnen Dynoden herrühren. Da beim Photonen-zählverfahren nur die Pulse oberhalb einer bestimmten Diskriminatorschwelle gezählt werden⁴, bei der ein maximales Verhältnis von Nutzlicht zu Dunkelstrompulsen auftritt. Auf diese Weise wird gegenüber dem Verfahren, bei dem der gesamte Anodenstrom registriert wird, ein Gewinn erzielt. (vgl. Betzler /7/, Arecchi /8/).

Bei einer Modulation des Streusignals zur Unterdrückung eines überlagerten Hintergrundsignals, wird das Photonen-zählverfahren durch die Verwendung eines zweikanaligen Verwärtsrückwärtszählers (VR-Zähler) erweitert (Abb. 10). Die Verteilung der Multiplierpulse auf die beiden Kanäle wird durch die Spannung gesteuert, mit der auch die Modulation des Streusignals bzw. des Laserlichtes erfolgt. In

⁴ ... kann eine optimale Schwelle gewählt werden,....

der Zeit, in der sowohl ein Nutzlichtsignal als auch ein Hintergrundsignal vorliegen, gelangen die Pulse in den einen Kanal, und in der Zeit in der nur ein Hintergrundsignal vorliegt, gelangen die Pulse in den anderen Kanal. Der VR-Zähler bildet die Differenz der Pulsraten der beiden Kanäle.

Da bei den hier behandelten Problemstellungen ein Nutzsignal von nur wenigen Photoelektronen/sec bei einem hohen Hintergrund gemessen werden muß, sollte auch das Photonen-zählverfahren empfindlicher als die herkömmliche Lock-In Technik sein, die mit Erfolg bei der kontinuierlichen Thomsonstreuung an Plasmen höherer Dichte ($10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) mit Erfolg angewendet wird (Döbele, Hirsch /9/).

2. Grundlegendes zur Thomsonstreuung

2.1. Theoretische Grundlagen

Der elementare Vorgang bei der Thomsonstreuung ist die Anregung einer Dipolstrahlung durch das einfallende Licht, das auf ein Elektron auftrifft. Der differentielle Streuquerschnitt d.h. das Verhältnis der in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ gestreuten Intensität zur einfallenden Intensität ist hierbei gegeben durch (vgl. Kunze /10/, Evans /11/):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sin^2\vartheta = r_0^2 \sin^2\vartheta$$

r_0 ist der klassische Elektronenradius.

Die Winkelbeziehungen zwischen Streurichtung, Schwingungsrichtung des Dipols und Einfallsrichtung werden durch die folgende Abbildung ersichtlich.

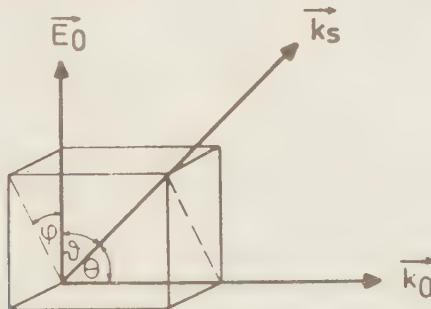


Abb. 1

Hierbei sind die verschiedenen Größen:

- E_0 E-Vektor des einfallenden Lichtes
- k_0 Wellenvektor des einfallenden Lichtes
- k_s Wellenvektor des gestreuten Lichtes
- θ Streuwinkel

Zwischen den Winkeln $\theta, \vartheta, \varphi$ gilt die Beziehung: $\cos\vartheta = \cos\varphi \sin\theta$

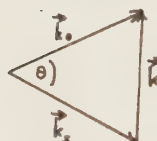
Damit erhält man für linearpolarisiertes einfallendes Licht und bei 90°-Streuung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lin. pol.}} = r_0^2 = \sigma_e = 7.93 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Der integrale Thomsonquerschnitt ist gegeben durch:

$$\sigma_{Th} = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = r_0^2 \int_0^{4\pi} \sin^2 \vartheta d\Omega = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Bewegt sich das Elektron mit einer mittleren Geschwindigkeit v , so tritt eine zweifache Dopplerverschiebung auf. Das Elektron sieht aufgrund seiner Bewegung eine gegenüber der Laserfrequenz Doppler verschobene Frequenz. Der Beobachter sieht wiederum die Doppler-verschobene Frequenz eines sich bewegenden Dipols. Für kleine Dopplerverschiebungen und vernachlässigbarem Compton-Effekt ergibt sich eine Frequenzverschiebung vom Betrage $\Delta\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$ (vgl. /10/).



$\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_s$
 $|\vec{k}| = 2|\vec{k}_0| \sin \frac{\vartheta}{2}$

mit $\vec{k}_0$: Wellenvektor des einfallenden Lichtes
 $\vec{k}_s$: Wellenvektor des gestreuten Lichtes
 $\vec{k}$: Fluktuationsvektor

Der Beobachter sieht demnach die Frequenzverschiebung proportional zur Komponente der Elektronengeschwindigkeit in Richtung des Vektors $\vec{k}$.

Beim Übergang von der Streuung an einem Elektron zu der an einem Elektronenensemble muß beachtet werden, daß nur dann ein Streusignal beobachtet werden kann, wenn Abweichungen (Fluktuationen) von einer räumlich homogenen Dichteverteilung auftreten. Bei einer räumlich homogenen Verteilung würde im Mittel jedes im Beobachtungspunkt ankommende Streusignal von einem anderen mit gleicher Amplitude aber entgegengesetzter Phase kompensiert und sich somit die Gesamtstreuintensität Null ergeben.

Die räumliche Dichteverteilung kann in einer Fourierentwicklung nach Wellenfunktionen der Dichtefluktuations entwickelt werden. Die Beziehung $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_s$ wird damit formal zu einer Beziehung zwischen den Wellenvektoren $\vec{k}_0$ und $\vec{k}_s$ und einem Fluktuationswellenvektor $\vec{k}$, die dem Impulssatz entspricht.

Zur Gesamtstreuintensität eines Elektronenensembles muß die räumliche und zeitliche Korrelationsfunktion der Wellenfunktion der Dichte berechnet werden (vgl. Kegel /12/, Salpeter /13/).

Der Formfaktor $S(\vec{k})$ d.h. die über das Spektrum integrierte Korrelationsfunktion $S(k, \omega)$ wird durch den für die Thomsonstreuung wesentlichen Parameter α bestimmt.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_e \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad -i(\vec{k} \cdot \vec{a} - \omega t)$$

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_V d^3\vec{r} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \langle n^e(\vec{r}, t) \cdot n(\vec{r} + \vec{a}, t + \tau) \rangle e$$

$$S(\vec{k}) = S^{(\infty)}(\vec{k}) = \int_0^{\infty} S(\vec{k}, \omega) d\omega$$

Der Streuparameter α ist das Verhältnis der beobachteten Fluktuationswellenlänge zur Debyelänge des Plasmas.

$$\alpha = \frac{1}{|\vec{k}| \cdot D} \quad \text{mit } |\vec{k}| = 2 k_0 \sin \frac{\theta}{2}$$

$$D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} = \left(\frac{v_{th}}{\omega_p} \right) \frac{1}{\sqrt{2}}$$

v_{th} : mittlere thermische Geschwindigkeit

ω_p : Plasmafrequenz

$$D \approx 7.4 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{n_e} \right)^{1/2}$$

D : Debyelänge (cm)

T_e : Elektronentemperatur (eV)

n_e : Elektronendichte (cm⁻³)

Für den Fall der inkohärenten Streuung ($\alpha \ll 1$), in dem die Korrelation zwischen den Streuzentren vernachlässigt werden kann, gilt /11/:

$$S^{(\alpha \ll 1)}(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} k v_e} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{k v_e} \right)^2}$$

$$S^{(\alpha \ll 1)}(\vec{k}) = \int_0^{\infty} S^{(\alpha \ll 1)}(\vec{k}, \omega) d\omega = 1$$

Mit der Wellenlänge λ als Variable wird demnach das Streuprofil beschrieben durch:

$$S^{(\alpha \ll 1)}(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\lambda_0} e^{-2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right)^2}$$

$$\lambda_D = 4 \lambda_0 \sin \frac{\Theta}{2} \sqrt{\frac{k T_e}{m_e c^2}}$$

λ_0 : Laserwellenlänge,

Zwischen der Dopplerbreite λ_D und der Halbwertsbreite $\lambda_{1/2}$ besteht folgende Beziehung: $\lambda_{1/2} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \lambda_D$

Damit läßt sich die Elektronentemperatur über die Halbwertsbreite des Linienprofils bestimmen:

$$k T_e = \lambda_{1/2}^2 \left(\frac{1}{4 \lambda_0 \sin \frac{\Theta}{2}} \right)^2 \frac{m_e c^2}{2 \ln 2}$$

Bei der Wellenlänge des Argon-Ionen-Lasers 5145 Å gilt (Bei $\Theta = 90^\circ$):

$$T_e = \left(\frac{1}{24} \cdot \lambda_{1/2} \right)^2$$

Wobei λ in Å und T_e ^{in eV} einzusetzen ist.

Im Falle der inkohärenten Streuung ist damit die Intensität des Streusignals proportional zur Elektronendichte, und die Halbwertsbreite des Streuprofils ist proportional zur Wurzel aus der Elektronentemperatur.

2.2. Abschätzung von Streuintensität, Kontinuumsintensität und Detektordunkelstromrate

Für die hier betrachteten zwei Problemstellungen, nämlich einmal die Thomsonstreuung in einem Dichtebereich von 10^{10} Elektronen/cm⁻³ und das andere Mal die Thomsonstreuung an einem Wasserstoffplasma mit einer Elektronendichte zwischen 10^{12} und 10^{13} cm⁻³ und einer Elektronentemperatur von ≈ 1 eV werden die erwarteten Intensitäten angegeben.

Das Thomsonstreusignal ist gegeben durch

$$P_s = n_e \sigma_e \frac{L}{q} \cdot \Delta V \cdot \Delta \Omega = n_e \sigma_e \cdot L \cdot \Delta h \cdot \Delta \Omega$$

mit P_s : Streuleistung (Watt)

n_e : Elektronendichte (cm⁻³)

σ_e : Thomsonquerschnitt (cm²)

L : Laserleistung (Watt)

Δh : Höhe des Streuvolumens (cm)

q : Querschnitt des Streuvolumens bzw. d. Laserstrahls (cm²)

$\Delta \Omega$: Beobachtungsraumwinkel (sterad)

Im Fall I in dem primär die Falschlichtverhältnisse und die Optimierung des Detektorsystems untersucht werden, interessiert nur das integrale Thomsons signal. Im Fall II wird das Thomsons signal um einen Faktor γ reduziert, der das Verhältnis der spektralen Bandbreite, mit der das Streuprofil aufgelöst wird, zur Halbwertsbreite des Streuprofiles angibt.

$$P_s = n_e \sigma_e L \Delta h \Delta \Omega \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{1/2}} = n_e \sigma_e L \Delta h \Delta \Omega \cdot \gamma$$

Als geometrische Daten werden die folgenden Werte angenommen:

$$\Delta \Omega = 5 \times 10^{-2} \text{ sterad}$$

$$\Delta h = 0,5 \text{ cm}$$

$$\gamma = 0,2$$

Wird die Streuleistung auf die Laserleistung bezogen, erhält man die Relativsignale:

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad P_{\text{TI}} &= \frac{P_{\text{ST}}}{L} = 10^{10} \times 8 \times 10^{-26} \times 0.5 \times 5 \times 10^{-2} = 2 \times 10^{-17} \\ \text{II)} \quad P_{\text{TII}} &= \frac{P_{\text{ST}}}{L} = 5 \times 10^{12} \times 8 \times 10^{-26} \times 0.5 \times 5 \times 10^{-2} = 2 \times 10^{-15} \end{aligned}$$

Die Dunkelstromrate des Detektorsystems läßt sich mit Hilfe der Detektorempfindlichkeit (vgl. Anhang I) in eine äquivalente Dunkelstromleistung umrechnen. Der in der vorliegenden Arbeit verwendete (gekühlte) Multiplier hat eine Dunkelstromrate: $N_D \approx 300 \text{ sec}^{-1}$

$$P_D = \frac{N_D}{A} = \frac{300}{6 \times 10^{16}} = 5 \times 10^{-15} \text{ Watt}$$

wobei A die Detektorempfindlichkeit (Photoelektronen pro Sekunde und pro Watt) des Detektorsystems ist.

Den wesentlichen Beitrag zum Eigenleuchten des Plasmas liefert die Kontinuumsstrahlung der frei-frei und frei-gebundenen Strahlungsübergänge im Coulombfeld der Wasserstoffionen. Dieser Strahlungsbeitrag wird durch den Emissionskoeffizienten für das H^+ -Kontinuum beschrieben durch (vgl.

Griem /14/, Eberhagen u. Lünow /15/)

$$\begin{aligned} \epsilon_\lambda &= \frac{1.9 \times 10^{-28}}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \times n_e^2 \times e^{-12400 / \lambda T_e} \times e^{-\chi_i / T_e} \\ &\times \left\{ g_{\text{ff}} e^{0.378 / T_e} + \frac{27.2}{T_e} \sum_{h=H^+}^5 \frac{g_{\text{fb}}}{h^3} e^{0.6 / h^2 T_e} \right\} \end{aligned}$$

mit λ : Wellenlänge in Å, bei der die Strahlung beobachtet wird

T_e : Elektronentemperatur (eV)

n_e : Elektronendichte (cm^{-3})

χ_i : Erniedrigung der Ionisierungsenergie (eV)

g_{ff} : Gaunt-Faktor) für die frei-frei Übergänge +)

g_{fb} : Gaunt-Faktor für die frei-gebundenen Übergänge

+) vgl. Karzas etal. /16/

n : Hauptquantzahl

n^* : Hauptquantzahl der tiefsten Terme
($n = 3$ für $\lambda = 5145 \text{ \AA}$)

Nach der Debye-Theorie /14./ ist für den betrachteten Dichte- und Temperaturbereich $\Delta X_i \ll T_e$.

Bei der Wellenlänge des Argon-Ionen-Lasers $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ wird der Emissionskoeffizient:

$$\epsilon_\lambda = 7.2 \times 10^{-36} \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} e^{-2.41/T_e} \left\{ g_{ff} e^{0.378/T_e} + \frac{27.2}{T_e} \sum_{n=3}^{n=5} \frac{g_{fb}}{n^3} e^{\frac{13.6}{n^2 T_e}} \right\}$$

Die von dem Volumenelement ΔV in den Raumwinkel $\Delta \Omega$ in dem Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$ abgestrahlte Kontinuumsleistung ist gegeben durch

$$P_\lambda \Delta \lambda = \frac{1}{4\pi} \cdot \epsilon_\lambda \cdot \Delta \lambda \Delta V \Delta \Omega$$

Wird für die spektrale Bandbreite $\Delta \lambda$ die Beziehung $\Delta \lambda = r \cdot \lambda v_2$ bzw. $\Delta \lambda = r \lambda v_2 = r \cdot 24 \cdot T_e^{1/2}$ eingesetzt, wird die Kontinuumsleistung:

$$P_\lambda \Delta \lambda(r) = 1.37 \times 10^{-35} n_e^2 e^{-2.41/T_e} \left\{ \dots \right\} \Delta V \Delta \Omega r \text{ Watt}$$

Für den effektiven Raumwinkel und für das effektive Volumen, mit dem die Kontinuumsstrahlung zum Detektorsignal beiträgt, gilt näherungsweise (vgl. Anhang II)

$$(\Delta V \Delta \Omega)_{\text{Kontinuum}} \approx d_{p1} \cdot d_L \cdot h \cdot \Omega_T$$

mit d_{p1} : Durchmesser der Plasmasäule in Beobachtungsrichtung (cm)

d_L : Durchmesser des Laserstrahls im Streuzentrum (cm)

h : Höhe des Streuzylinders (cm)

Ω_T : Thomson-Beobachtungsraumwinkel (sterad)

Im folgenden werden für die Abschätzung des Kontinuumsbeitrages einmal die Daten für das in 4.2. behandelte Experiment und das andere Mal die Daten für ein typisches Stellaratorexperiment eingesetzt.

Fall II a) $n_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

$$T_e = 1 \text{ eV}$$

$$d_{pl} = 1.5 \text{ cm}$$

$$d_L = 0.03 \text{ cm}$$

$$h = 0,5 \text{ cm}$$

$$\Omega_T = 5 \times 10^{-2} \text{ sterad}$$

$$\tau = 0,2$$

$$g_{ff} \approx g_{fb} \approx 1$$

Die Kontinuumsleistung wird in diesem Fall:

$$P_{\Delta\lambda}(\tau) \approx 5 \times 10^{-14} \text{ Watt, entsprechend } 3 \times 10^3 \text{ Photoelektronen/sec}$$

Im Vergleich zum relativen Thomsonsinal:

$$P_T = \frac{P_s}{L} = 2 \times 10^{-15}; \text{ entsprechend } 1.2 \times 10^2 \text{ sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}$$

Fall II b)

Hierbei werden die gleichen geometrischen Daten angenommen, außer $d_{pl} = 30 \text{ cm}$ und $h = 1 \text{ cm}$. Für die Elektronentemperatur kann man einen typischen Wert von $T_e = 100 \text{ eV}$ annehmen. Die Kontinuumsleistung wird in diesem Fall ($g_{ff} \approx g_{fb} = 2,5$):

$$P_{\Delta\lambda}(\tau) \approx 7 \times 10^{-12} \text{ Watt; entsprechend } 4 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$$

Das relative Thomsonsinal ist das Gleiche wie in IIa.

2.2. Signal-Rauschverhältnis

Das Rauschsignal setzt sich zusammen aus dem Rauschen des Nutzsignals und dem Rauschen des Hintergrundsignals. In den beiden behandelten Fällen - einmal großes Kontinuums-signal, das andere Mal hohes Dunkelstromsignal - wird im folgenden angenommen, daß die mittlere Hintergrund rate groß gegenüber der mittleren Nutzsignalrate ist. Die Varianz des Hintergrundsignals setzt sich wiederum zusammen aus der Poissonstreuung der mittleren Hintergrundrate und den eigentlichen Fluktuationen dieser mittleren Rate.

Falls nun die Modulationsfrequenz so gewählt wird, daß sie weit entfernt von Frequenzen liegt, wo das Frequenzspektrum der Fluktuation der Hintergrundrate starke Komponenten hat, wird die Varianz, die durch die Fluktuation der Hintergrund-rate bedingt ist, klein gegenüber der Poissonstreuung der mittleren Hintergrundrate (Arecchi /8/, Woodward /17/).

Im folgenden wird daher angenommen, daß das Signal-Rausch-Verhältnis allein aus der Poissonstreuung der mittleren Hintergrundrate - einmal dem Eigenleuchten, das andere Mal dem Dunkelstrom - gegeben ist.

Das Signal-Rauschverhältnis lautet allgemein:

$$SRV = \frac{A P_T L \cdot \tau}{\left((P_T L + P_K + P_D + P_F) A \tau \right)^{1/2}}$$

Hierbei bedeuten: A : Detektorenempfindlichkeit ($\text{sec}^{-1}\text{Watt}^{-1}$)

τ : Meßzeit (sec)

P_T : Relative Streuleistung ($P_T = \frac{P_s}{L}$)

L : Laserleistung (Watt)

P_K : Kontinuumsleistung (Watt)

P_D : Äquivalente Dunkelstromleistung (Watt)

P_F : Äquivalente Falschlichtleistung (Watt)

Im Falle der Modulation des Thomsonsignals im Tastverhältnis 1:1 wird, wenn wieder die mittlere Laserleistung L eingesetzt wird, das Signal-Rausch-Verhältnis:

$$SRV = P_T L \left(\frac{\pi \tau}{2(P_T L + P_k + P_D + P_F)} \right)^{1/2}$$

Für Fall I ($P_k \ll P_D, P_F$) gilt dann:

$$SRV = P_T L \left(\frac{\pi \tau}{2(P_T L + P_D + P_F)} \right)^{1/2}$$

Für Fall II ($P_k \gg P_D, P_F$)

$$SRV = P_T L \left(\frac{\pi \tau}{2(P_T L + P_k)} \right)^{1/2}$$

Wird noch das Ergebnis der Falschlichtreduktion vorweggenommen und für die Laserleistung 1.2 Watt und für die Dunkelstromrate, der Wert des gekühlten Systems eingesetzt, ergibt sich:

I) $\underline{SRV = 0.05 \sqrt{\tau}}$

$$n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}; N_F \approx 30 \text{ sec}^{-1}; N_D = 300 \text{ sec}^{-1}$$

$$\pi = 6 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}$$

$$L = 1.2 \text{ Watt}$$

II) a) $\underline{SRV = 1.4 \sqrt{\tau}}$

$$n_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}; N_F = 30 \text{ sec}^{-1}; N_D = 300 \text{ sec}^{-1}; \tau = 0.2$$

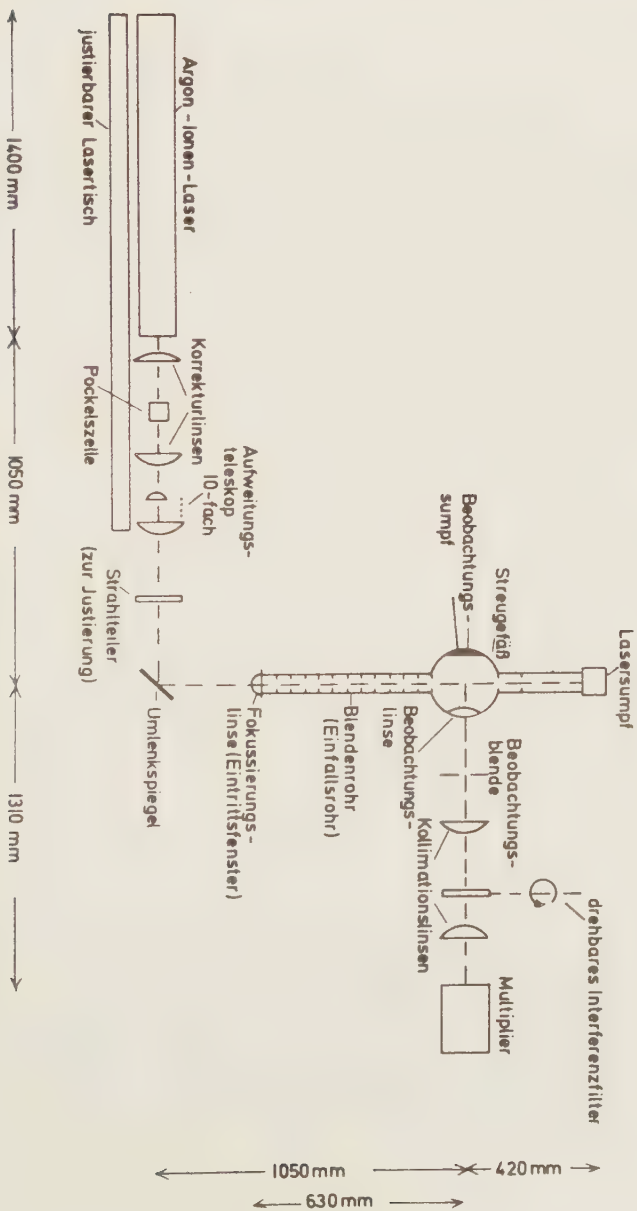
$$T_e \approx 1 \text{ eV}; d_{p1} \approx 1.5 \text{ cm}$$

b) $\underline{SRV = 0.12 \sqrt{\tau}}$

$$n_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}; N_F \approx 30 \text{ sec}^{-1}; d_{p1} = 30 \text{ cm}; N_D = 300 \text{ sec}^{-1}$$

$$T_e \geq 50 \text{ eV}; \tau = 0.2$$

Versuchsordnung zur 90° - Thomsonstreuung (schematische Übersicht)



3. Experimentelles zum Streuversuch

3.1. Versuchsanordnung zur 90°-Streuung

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Die Funktionen von Blendenrohr, Lasersumpf, Beobachtungsumpf werden im Abschnitt zur Falschlichtsreduktion (3.3.) noch näher erläutert.

Der Laserstrahl wird nach dem Durchgang durch die Pockelszelle, mit der das Streusignal moduliert wird (vgl. 3.2.), mit einem Strahlaufweiter auf das 10-fache aufgeweitet um die Divergenz zu vermindern. Eine geringe Divergenz ist eine wesentliche Voraussetzung für die Falschlichtreduzierung. Nach dem Aufweitungsteleskop hatte der Laserstrahl eine Divergenz von etwa 0.2 mrad. Laser, Pockelszelle und Aufweitungsoptik sind auf einem justierbaren Lasertisch angebracht, mit dessen Hilfe der Laserstrahl konzentrisch durch das Einfallsbliendenrohr auf das Streuzentrum justiert werden konnte. Die Linse, mit der der Laserstrahl auf das Streuzentrum fokussiert wurde, ist gleichzeitig das Eintrittsfenster des evakuierten Streugefäßes (bzw. Teil des Rezipienten in dem der Plasmastrahl erzeugt wurde).

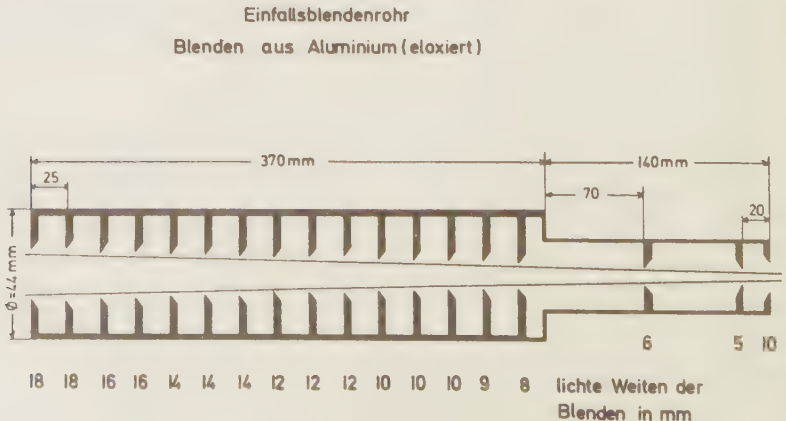


Abb. 3

3.2. Polarisationsmodulation des Streusignals

Die Polarisationscharakteristik der Thomsonstreuung bietet eine einfache Möglichkeit das Streusignal zu modulieren. Zum Streusignal in Beobachtungsrichtung trägt nur die Komponente des E-Vektors des Laserlichtes bei, die senkrecht zur Beobachtungsebene liegt. Die Beobachtungsebene sei definiert durch die Beobachtungsrichtung einerseits und die Laserstrahlrichtung andererseits. Wird als Lichtquelle ein linear polarisierter Laser verwendet, so wird bei Rotation der Polarisationssebene des Laserlichtes das Streusignal moduliert. Für die Thomsonstreuung unter 90° gilt

$$P_s = P_{so} \sin^2 \varphi$$

mit φ : Winkel zwischen E-Vektor und Beobachtungsebene

P_{so} : Maximales Streusignal

$$P_{so} = n_e \sigma_e \cdot \Delta k \cdot \Delta \Omega_T \cdot L$$

In dem hier beschriebenen Versuchsaufbau (Abb. 2) tritt der Laserstrahl horizontal aus dem Laser aus und wird dann über einen Umlenkspiegel senkrecht nach oben in das Streugefäß gelenkt. Die Polarisationssebene des Lasers ist zunächst vertikal d.h. der E-Vektor des Laserlichtes schwingt nach dem Umlenkspiegel (horizontal) in der Beobachtungsebene, der Beobachter sieht in diesem Fall kein Streusignal. Wenn keine schnellen zeitlichen Änderungen gefordert werden, kann die Polarisationssebene mechanisch mit Hilfe einer $\lambda/2$ Platte um 90° gedreht werden. Die optische Dicke dieser Platte ist dabei gerade so lang, daß der Phasenunterschied zwischen zwei zueinander senkrecht liegenden Komponenten des E-Vektors des Laserlichtes π bzw. $\lambda/2$ beträgt. Wenn der E-Vektor unter 45° zur Haupt- und

Nebenachse des λ_2 -Plättchens durch das Plättchen hindurchtritt, ist seine Ebene um 90° gedreht.

Die gleiche Phasenverzögerung zwischen zwei zueinander senkrechten Komponenten des E-Vektors wird durch einen elektrooptischen Kristall (KD^*P) erreicht. Die Phasenverzögerung ist in diesem Fall eine Funktion der angelegten Spannung und der geometrischen Ausdehnung des Kristalls.

Bei einer Spannung, die man als λ_2 -Spannung bezeichnet, wird linear polarisiertes Licht um 90° gedreht (vgl. Clarke /18/). Wird die Pockelszellenspannung mit einer Anstiegszeit, die klein gegen die Periodendauer ist, zwischen $V = 0$ und $V = V_{\lambda_2}$ hin und her geschaltet, so ist das Laserlicht für die Zeit $0 < t < T_0/2$ horizontal linear polarisiert und für die Zeit $T_0/2 < t < T_0$ vertikal linear polarisiert. Hierbei ist T_0 die Periodendauer, mit der die Pockelszelle geschaltet wird.

Das Thomsonstreuungssignal wird dann im gleichen Takt zwischen dem Signal Null und dem maximalen Signal P_{SO} geändert.

Der Vorteil der Polarisationsmodulation mittels einer Pockelszelle in Verbindung mit dem in dieser Arbeit eingesetzten Photoelektronenzählverfahren liegt darin, daß die gleiche Signalspannung zur Triggerung der Pockelszelle und zur Steuerung des Zählvorganges eingesetzt werden. Damit können beliebige Modulationsfrequenzen eingestellt werden. Die maximale Frequenz ist in diesem Fall durch die maximale Repetitionsrate des Pockelszellentreibers und der Anstiegszeit des Systems begrenzt. Das in der vorliegenden Arbeit verwendete System hatte eine Anstiegszeit von 200 nsec und eine maximal mögliche Repetitionsrate von 1 MHz. Als Modulationsfrequenz wurde eine Frequenz von ca. 10 kHz gewählt. Die Anstiegszeit ist in diesem Fall immer noch klein gegenüber der Periodendauer und entspricht damit dem zeitlichen Verlauf der (Rechteck) Steuerspannung. Andererseits lassen sich bei dieser Frequenz auch schon die Verhältnisse von einem stationären Experiment auf diejenigen bei einem gepulsten Experiment mit Messzeiten im Millisekundenbereich übertragen.

3.3. Falschlichtquellen und Falschlichtreduzierung

Ein grundsätzliches Problem bei der Thomsonstreuung ist die Reduzierung von unerwünschtem Falschlicht. Unter Falschlicht versteht man hierbei den Teil des Laserlichtes der durch diffuse Streuung und Reflexion an Eintrittsfensterlinsen, Blendenrohr etc. in das Detektorsystem gelangt. Bei einer Elektronendichte von $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ist die Thomsonstreuleistung ungefähr um einen Faktor 10^{15} kleiner als die Eingangsleistung (bei einer Höhe des Streuzylinders von 1 cm und einem Raumwinkel von 5×10^{-2} sterad). Es reichen also Bruchteile der Eingangslaserleistung aus, die durch mehrfache Reflexionen in das Detektorsystem gelangen, um ein Streusignal vorzutäuschen.

Das Falschlicht wird zum Teil durch Blenden im Einfallsrohr und im Ausfallsrohr reduziert (vgl. Abb. 2.u. 3.). Voraussetzung dafür ist die Übereinstimmung von Laserstrahl und Blendenrohrachse. Aus diesem Grund wurde für den Streuversuch ein Justiersystem installiert, das sowohl eine leichte Justierung als auch eine schnelle Kontrolle der Justierung erlaubt. Bei der Dimensionierung der lichten Weiten der Blenden im Blendenrohr stellte sich eine Weite als optimal heraus, die ungefähr 2mm größer als der Laserstrahldurchmesser (am Ort der Blende) ist.

Die lichte Weite sollte so klein wie möglich sein, jedoch nicht so klein, daß der Laserstrahl am Blendenrand anstoßen kann. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die letzte Blende im Einfallsrohr etwa doppelt so groß wie die vorletzte zu dimensionieren.

Eine wesentliche Möglichkeit zur Falschlichtreduzierung liegt in der Fokussierung des Laserstrahls. Betrachtet man die Beobachtungslinse als isotrop streuende Falschlichtquelle, so wird der effektive Falschlichtraumwinkel durch die Öffnung und den Abstand der Beobachtungsblende von der Linse bestimmt (Abb. 4). Die Öffnung der Blende $B(h) \times B(2r)$ ist gleich der Bildgröße des Streuzylinders in der Ebene senkrecht zur Beobachtungsebene. Die Bildgröße ergibt sich aus der Brennweite und der Gegenstandsweite der Beobachtungslinse.

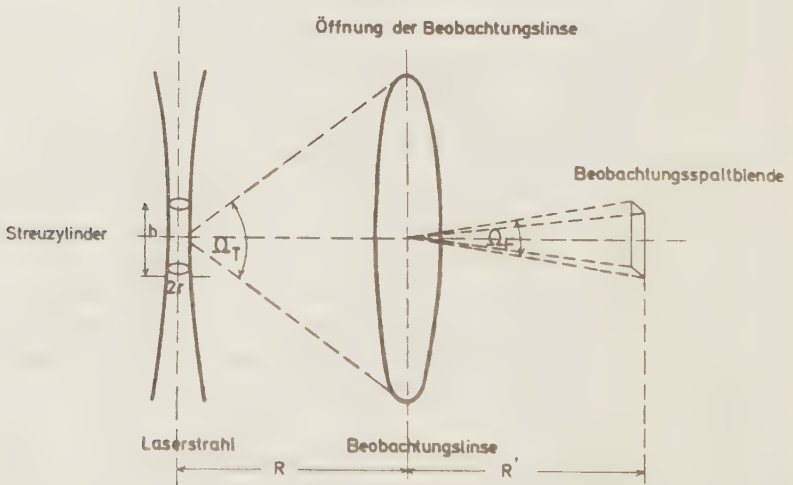


Abb. 4

Das von der Linse gestreute Falschlicht wird damit:

$$N_F \sim \Delta \Omega_P \cdot F_L = \frac{B(h) \cdot B(2r)}{R'^2} \cdot F_L$$

- mit N_F : Falschlichtsignal
 $\Delta \Omega_P$: Falschlichtraumwinkel
 F_L : Fläche der Beobachtungslinse
 R' : mittlere Bildweite (der Laserstrahldurchmesser sei klein gegen die Gegenstandsweite)

Das Thomsonsignal hingegen ist proportional zu :

$$N_T \sim h \Delta \Omega_T = \frac{h F_L}{R^2}$$

N_T : Thomsonstreusignal

$\Delta \Omega_T$: Thomson (Beobachtungs)Raumwinkel

R : mittlere Gegenstandsweite

h : mittlere Höhe des Streuzylinders

Das Verhältnis von Thomsonlicht zu Falschlicht wird damit:

$$\frac{N_T}{N_F} \sim \frac{h}{B(h) \cdot B(2r)} \cdot \left(\frac{R'}{R}\right)^2$$

und für $r \ll R$ $\frac{N_T}{N_F} \sim \frac{1}{2r}$

Mithin kann bei konstanter Höhe des Streuzylinders (konstantes Streusignal) das Verhältnis von Nutzlicht zu Falschlicht durch Verkleinerung der Lasertaille im Streuzentrum vergrößert werden. Das Gleiche gilt auch für das Verhältnis von Nutzlicht und Kontinuumsignal. Die minimale Fokusgröße wird im Experiment durch verschiedene Parameter begrenzt. Einerseits wird ein kleiner Fokus durch eine kurze Brennweite der fokussierenden Linse erreicht. Andererseits stellt jede Linse ein streuendes Medium dar und der Abstand von Linse zu Streuzentrum sollte deshalb so groß wie möglich sein. Die Größe des Fokus ist durch das Produkt Divergenz des Laserstrahls mit der Brennweite gegeben. Durch Aufweiten des Laserstrahls kann die Divergenz im Verhältnis der Aufweitung herabgesetzt werden. Je größer der Laserstrahldurchmesser nach der Aufweitung ist, desto größer muß auch die lichte Weite der Blenden im Einfallsrohr sein. Diese sind umso effektiver, je kleiner ihre lichte Weite im Verhältnis zum Rohrrinnendurchmesser ist. Der Durchmesser des Blendenrohres ist jedoch in den meisten Fällen bei einer gegebenen experimentellen Anordnung begrenzt. Man wird an dieser Stelle einen Kompromiss zwischen maximaler Aufweitung bzw. minimaler Divergenz des Laserstrahls und optimaler Wirkung der Blenden im Einfallsrohr eingehen müssen. Eine weitere untere Grenze für die Fokussierung des Laserstrahls stellt die mechanische Stabilität der Versuchsanordnung dar. Eine kleine Fokusgröße ist nur dann sinnvoll, wenn die Breite des Beobachtungsspaltens entsprechend angepaßt werden kann. Wird die Spaltbreite jedoch so klein, daß sie in die Größe

ordnung der durch mechanische Erschütterungen hervorgerufenen Verschiebungen kommt, ist eine weitere Verkleinerung der Fokusgröße sinnlos.

Ein Teil des Falschlichtes erreicht durch Reflexion an der Toruswand gegenüber der Beobachtungslinse das Detektorsystem. Dieses Falschlicht wird durch einen Beobachtungssumpf vermindert. Am wirkungsvollsten erwies sich hierbei ein Absorptionsfilterglas (Typ UG 1 von der Firma Schott).

Eine weitere Reduktion des Falschlichtes erfolgt durch einen Lasersumpf, mit dem verhindert wird, daß ein Teil der Laserstrahlung am Austrittsfenster wieder in den Torus reflektiert wird. Teilweise wird dies durch die Blenden im Ausfallrohr erreicht. Da es jedoch mechanisch schwierig ist, die Ausfallsrohrachse mit der Einfallsrohrachse völlig zur Deckung zu bringen, müssen die Blenden im Ausfallrohr größer als diejenige Weite sein, die zu einer optimalen Reduzierung des Falschlichtes führen würde. Den wesentlichen Beitrag zur Falschlichtreduktion liefert eine Absorptionsplatte als Lasersumpf, die nach dem Austrittsfenster angebracht ist. Sowohl Austrittsfenster als auch Absorptionsplatte stehen ungefähr im Brewsterwinkel zur Laserstrahlung.

Um festzustellen, inwieweit der Neigungswinkel der Filterplatte eine Rolle spielt, wurde bei festgehaltener Polarisationsrichtung des Lasers der Zylinder, auf dem die Filterplatte angebracht war, 90° um seine Achse gedreht. Hierbei stellte sich heraus, daß bei den zwei Stellungen, in denen einmal die Polarisationsrichtung des Lasers parallel und das andere Mal senkrecht zur Plattenebene war, kein wesentlicher Unterschied im Falschlicht bestand. Man kann daraus schließen, daß der Brewsterwinkel der Filterglasplatte als Lasersumpf nicht wesentlich für die Falschlichtreduzierung ist.

Die Modulation des Streusignals mittels Rotation der Polarisationssebene des Lasers führt zu einer weiteren Reduzierung des Falschlichts. Der Grund dafür liegt in dem Polarisationszustand des Falschlichtes. Da das Falschlicht durch mehrfache diffuse Reflexion in das Detektorsystem gelangt, wird aus dem ursprünglich linear polarisierten Laserlicht elliptisch polarisiertes bzw. depolarisiertes Licht. Es ist in diesem Fall nicht möglich, quantitative Angaben über den Depolarisationsgrad zu machen, da sich dieser bei verschiedenen Falschlichtniveaus unterscheidet. Offensichtlich sieht das Detektorsystem je nach Falschlichtquelle verschiedene Polarisationszustände.

Wenn nun die Polarisationssebene des Laserstrahles zwischen der Richtung mit maximalem Thomsonstreusignal und der Richtung mit minimalem Thomsonstreusignal geklappt wird, sieht der Beobachter die Signale:

$$\begin{aligned} n_{\perp} &= n_{T\perp} + n_{F\perp} \\ n_{\parallel} &= n_{T\parallel} + n_{F\parallel} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} n_T : \text{Thomsonkomponente} \\ n_F : \text{Falschlichtkomponente} \end{array}$$

Bei optimaler Justierung der Pockelszelle gilt: $n_{T\perp} \gg n_{T\parallel}$. Wird für das Falschlicht angenommen, daß $n_{F\perp} \approx n_{F\parallel}$, so wird bei der Bildung der Differenz der beiden Signale der Falschlichtanteil verringert.

$$n_{\perp} - n_{\parallel} = n_{\perp} - n_{\parallel} \approx n_{T\perp} + (n_{F\perp} - n_{F\parallel}) = n_{T\perp} + \delta_{nF}$$

=====

Experimentell konnte eine Verringerung des Falschlichtes bei Polarisationsmodulation des Laserlichtes um einen Faktor 2 bis 4 festgestellt werden. Das bedeutet, daß das Falschlicht ungefähr im Verhältnis 1 : 0,5 bis 1 : 0,75 depolarisiert ist.

Dieses Depolarisationsverhältnis hängt jedoch kritisch von der Justierung des Laserstrahles und der Justierung der Pockelszelle ab.

3.4. Beobachtungsoptik (Abb. 5)

3.4.1. Abbildung des Streuzylinders

Sowohl das Streusignal als auch das Falschlicht und Plasma-licht sind proportional zum Raumwinkel mit dem der Streuzylinder abgebildet wird. Ein großer Raumwinkel bedeutet ein großes Öffnungsverhältnis der Beobachtungslinse. Mit einer einzigen Linse ist zwar ein großes Öffnungsverhältnis möglich, jedoch ist die Abbildung wegen der sphärischen Aberration verzerrt, d.h. die Randstrahlen tragen nicht voll zur Intensität bei, die mit dem Beobachtungsspalt in der Bildebene erfaßt wird. Für die Randstrahlen gilt eine andere Brennweite als für die achsennahen Strahlen. Anstatt einer einzigen Linse könnte man auch ein korrigiertes Linsensystem verwenden, doch muß man dann höhere Transmissionsverluste in Kauf nehmen.

In der hier beschriebenen Anordnung wurde eine Plankonvexlinse mit einem Öffnungsverhältnis von 1 : 1.5 verwendet. Der Streuzylinder wurde im Verhältnis von 1 : 3 abgebildet (Abb. 5).

Bei einer Divergenz des aufgeweiteten Laserstrahls von 0.2 mrad und der Brennweite von 630 mm der fokussierenden Linse, sollte der Laserstrahl einen Durchmesser von etwa 0.13 mm haben. Dieser Durchmesser entspricht dem Durchmesser, bei dem die Intensität des Laserstrahls auf $1/e^2$ seiner Mittenintensität abgefallen ist. Bei einer 1 : 3 Abbildung durch die Beobachtungslinse sollte die Höhe des Streuzylinders auf 15 mm und der Durchmesser auf ca. 0.4 mm vergrößert worden sein. Wegen der sphärischen Aberration ist jedoch die Abbildung verzerrt.

Um einen Aufschluß über das Ausmaß der Verzerrung zu erhalten, wurde die Breite des Beobachtungsspalt es auf 0.05 mm verkleinert und dann bei der Rayleighstreuung an 10 Torr Luft die Intensität des Streusignals in Abhängigkeit von der Verschiebung des Beobachtungsspalt es senkrecht zur Beobachtungsrichtung gemessen (Abb. 6 und Abb. 7).

Einmal wurde dabei die Öffnung der Linse auf $1/10$ (Abb. 6) und das andere Mal auf die Hälfte der maximalen Öffnung (Abb. 7) reduziert.

Beobachtungsstrahlengang (Seitenansicht)

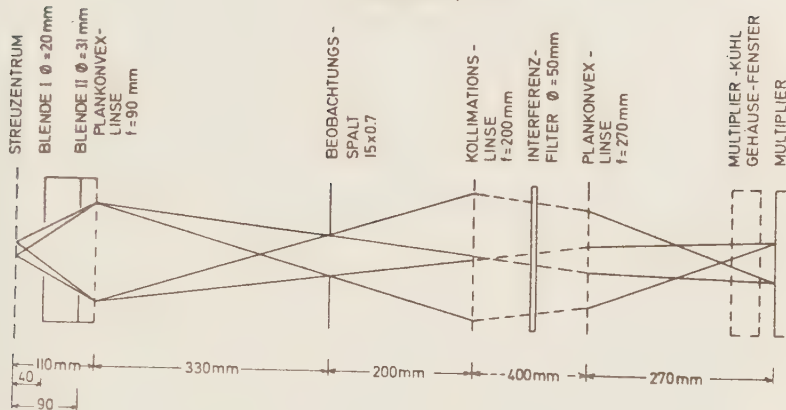


Abb. 5

Abb. 6

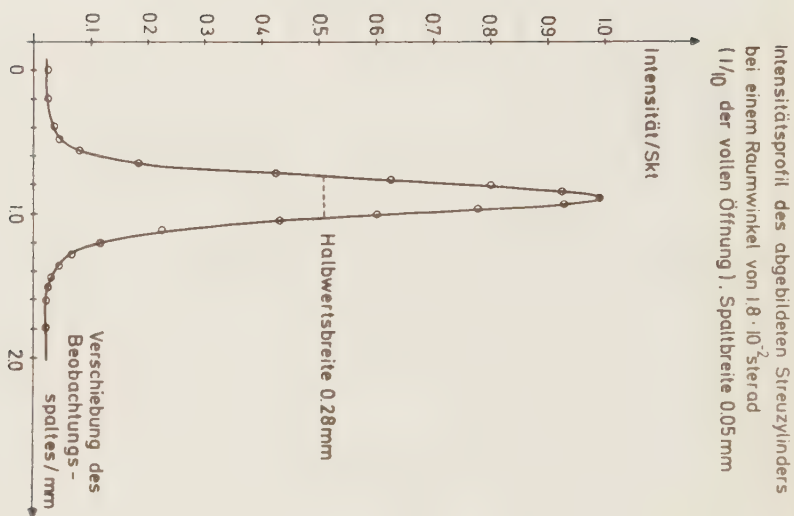
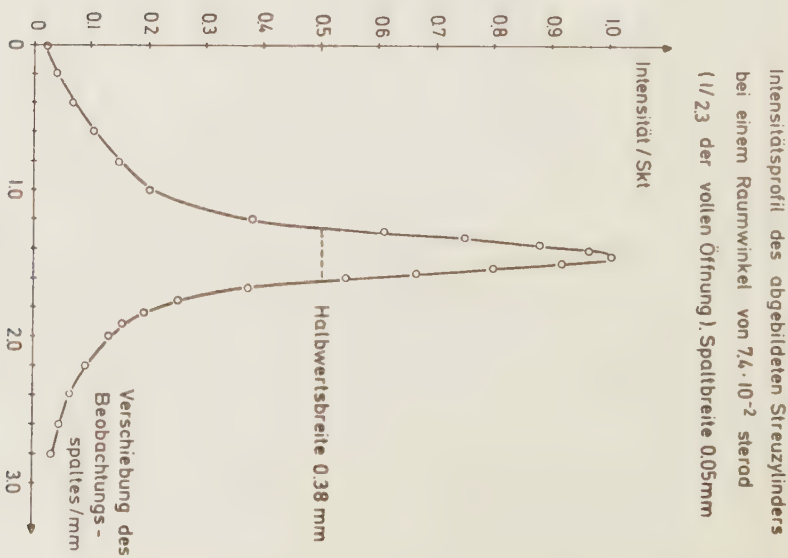


Abb. 7



Man erkennt, daß bei 1/10 der Öffnung noch ein Gaussprofil vorliegt, während bei 1/2 der Öffnung das Intensitätsprofil bereits verzerrt ist und die Intensität auf einen größeren Bereich verschmiert ist. Man müßte also, wenn man die volle Intensität nutzen wollte, den Beobachtungsspalt viel weiter öffnen, als es bei einer unverzerrten Abbildung der Fall wäre. Im gleichen Maße würden jedoch auch das Eigenleuchtsignal und Falschlichtsignal zunehmen, während die Zunahme des Nutzsignals nicht proportional zur Spaltbreite ist. Es wurde daher ein Kompromiß geschlossen und nur die Hälfte der maximal möglichen Linsenöffnung genutzt. Die Öffnung wurde dabei durch Blenden vor der Beobachtungslinse begrenzt (Abb. 5). Diese Blenden haben dabei noch die weitere Aufgabe, Falschlicht, das von Gebieten außerhalb des Streuzylinders kommt, daran zu hindern, auf die Linse zu fallen. Als Beobachtungsspaltbreite wurde schließlich eine Breite von 0.7 mm gewählt. Dieser Breite entspricht ungefähr 60 % der abgebildeten Intensität (Abb. 7).

3.4.2. Spektrale Auflösung des Streuprofiles

In der vorliegenden Arbeit wurde zur spektralen Auflösung des Streuprofiles ein Interferenzfilter gewählt, weil bei der Verwendung eines Monochromators die Anpassung von Beobachtungsspalt und Monochromatorspalt nur über einen Lichtleiter hätte erfolgen können. Ein Lichtleiter hätte einen weiteren Transmissionsverlust des Detektorsystems bedeutet. Das verwendete Interferenzfilter hatte eine Halbwertsbreite von $5.18 \text{ \AA}$ und eine maximale Transmission von 41 %.

Die Wellenlänge der maximalen Transmission lag bei $5144.7 \text{ \AA}$ und war damit gegenüber der Laserwellenlänge ($5145.32 \text{ \AA}$) um $0.6 \text{ \AA}$ verschoben.

Falls das Interferenzfilter um den Winkel α gegenüber senkrechtem Einfall gedreht wird, verschiebt sich die Wellenlänge der maximalen Transmission. Es gilt:

$$\lambda(\alpha) = \lambda_{\perp} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}; \quad \Delta \lambda \approx - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{n} \right)^2 \lambda_{\perp} \quad \text{für } \alpha \ll 1$$

- mit $\lambda_{\perp}$: Wellenlänge bei senkrechtem Einfall
 α : Drehwinkel
 η : effektiver Brechungsindex des Filters

Die Verschiebung der Mittenwellenlänge wurde in Abhängigkeit vom Drehwinkel ($\alpha \leq 10^\circ$) mit einem Monochromator mit einer spektralen Bandbreite von $0.32 \text{ \AA}$ aufgenommen (Abb. 8). Es zeigte sich, daß die maximale Transmission und die Halbwertsbreite innerhalb des betrachteten Bereiches sich weniger als 10 % ändern (Abb. 9). Zur Kontrolle wurde weiterhin die Abhängigkeit von Verschiebung der Wellenlänge und Drehwinkel bei zwei zueinander senkrechten Polarisationsrichtungen gemessen. Auch hier trat innerhalb der Messgenauigkeit kein signifikanter Unterschied auf (vgl. Abb. 8).

Falls sowohl das Filterprofil als auch das Streuprofil durch eine Gaußkurve beschrieben werden können, besteht zwischen der gemessenen und wahren (entfalteten) Halbwertsbreite folgende Beziehung:

$$\lambda_{1/2 \text{ gemessen}}^2 = \lambda_{1/2 \text{ Filter}}^2 + \lambda_{1/2 \text{ wahr}}^2$$

Eichung des Interferenzfilters

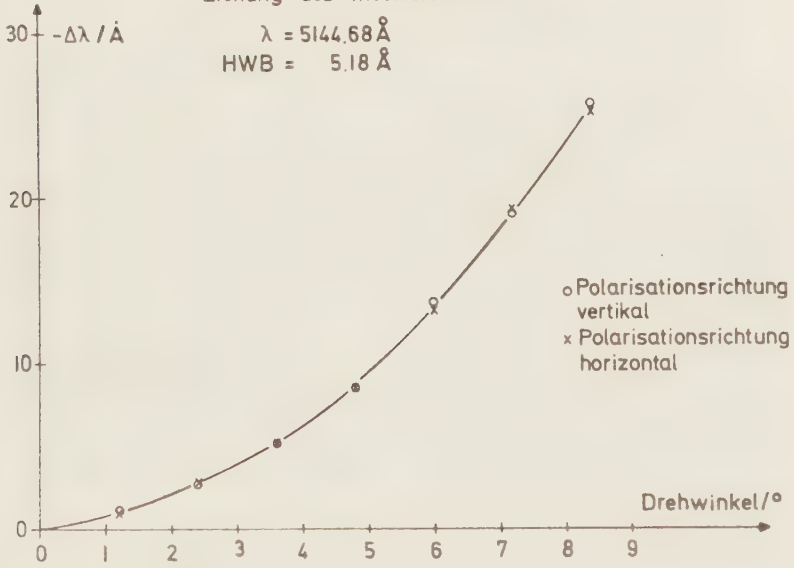
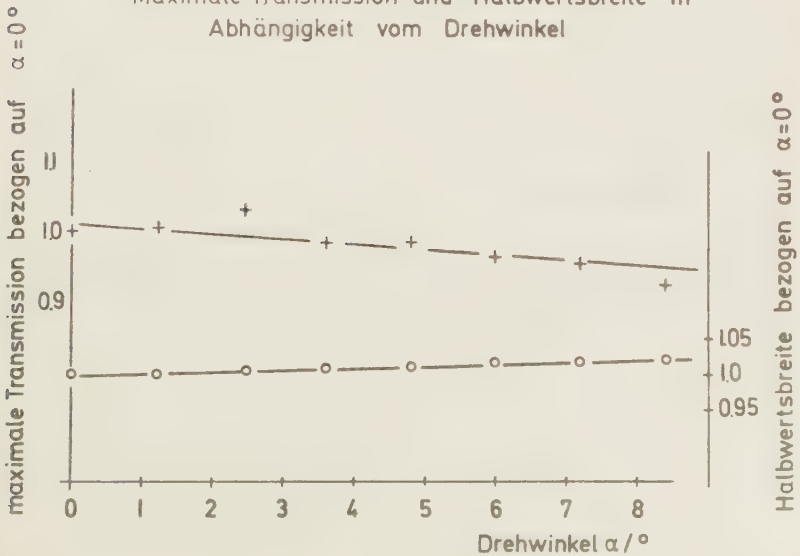


Abb. 8

Abb. 9

Maximale Transmission und Halbwertsbreite in
 Abhängigkeit vom Drehwinkel



3.5. Elektronischer Aufbau

In dem Blockschaltbild Abb. 10 ist das Prinzip des Meßverfahrens dargestellt.

Aus den Multipliepulsen, die sowohl statistisch in ihrer Amplitude als auch in ihren zeitlichen Abständen an der Anode des Multipliers auftreten, werden oberhalb einer bestimmten Schwelle definierte Pulse mit einer konstanten Amplitude und einer konstanten Pulsdauer gebildet. Mit einem Rechtekoszillator (Steueroszillator) werden die normierten Pulse auf die Kanäle A und B des Vorwärts-Rückwärts-Zählers (VR-Zähler) verteilt. Vor dem Eingang des VR-Zählers werden in beiden Kanälen mit Hilfe eines Dekadenteilers jeweils 10 Pulse zu einem zusammengefaßt, um auf diese Weise die effektive Grenzfrequenz des VR-Zählers (HP 5280) von 1 MHz auf 10 MHz zu erhöhen.

Die Signale für Zählzeit und Zähltakt werden durch mehrfache Dekadenteilung des Steueroszillators gewonnen. Der gleiche Steueroszillator triggert die Pockelszelle mit der das Streusignal moduliert wird. In der Phase, in der die λ_2 -Spannung an der Pockelszelle anliegt, gelangen die Pulse in den Kanal A und werden addiert und in der Phase, in der keine Spannung an der Pockelszelle anliegt, gelangen die Pulse in den Kanal B und werden subtrahiert. Nach Beendigung einer Zählperiode d.h. in der Stopphase des VR-Zählers liegt die Differenz der beiden Kanäle in digitaler Form am Ausgang des VR-Zählers vor und kann dann z.B. mit Hilfe eines Digital-Analog-Wandlers über einen XY-Schreiber analog registriert werden.

Die einzelnen Bauteile sind zusammen mit den Schaltplänen im Anhang III ausführlich beschrieben.

Elektronischer Aufbau (Blockschaltbild)

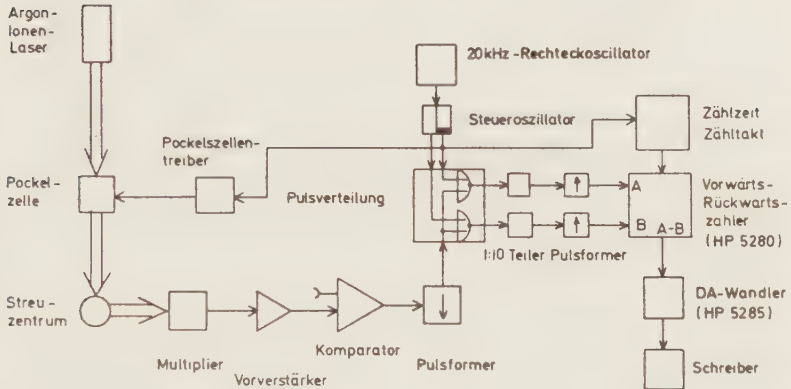


Abb. 10

(rms) Eigenleuchten 10^6 /s
(Doppelmodulation)

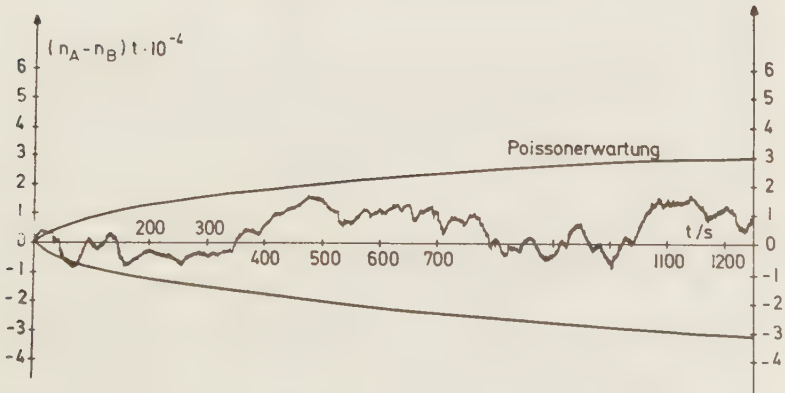


Abb. 11

3.6. Symmetrie der Kanäle

Die wesentliche Voraussetzung des hier beschriebenen Meßverfahrens ist die symmetrische Verteilung der Hintergrundpulse auf die beiden Kanäle des VR-Zählers. Denn nur dann, wenn die Pulse der stationären, statistischen Hintergrundrate symmetrisch auf die beiden Kanäle verteilt werden, kann bei entsprechend langer Meßzeit das modulierte Nutzsignal vom Rauschen der Hintergrundrate diskriminiert werden. Wenn die Pulsverteilung auf die beiden Kanäle symmetrisch ist, so wird die Differenz der Zählraten der beiden Kanäle durch die Poissonverteilung einer Zufallsvariablen mit dem Mittelwert 0 beschrieben. Die Standardabweichung der Differenz wächst proportional zur Wurzel aus der Meßzeit und der mittleren Hintergrundzählrate. Wenn n_A die mittlere Hintergrundrate im Kanal A und n_B die mittlere Hintergrundrate im Kanal B ist, gilt bei Symmetrie der beiden Kanäle:

$$n_A = n_B \quad \text{und} \quad |N_A - N_B| \leq \sigma(N_A - N_B) = \sqrt{(n_A + n_B) \cdot t}$$

mit $N_A - N_B$: Differenz der gezählten Hintergrundpulse von Kanal A und Kanal B nach der Zählzeit t

$(N_A - N_B)$: Poissonstreuung der Differenz

n_A, n_B : Mittlere Hintergrundrate (sec^{-1})

Die Pulse des Thomsonstreuesignals werden nur im Kanal A gezählt. Die Zahl der gezählten Nutzlichtpulse wächst daher bei der Differenzbildung von Kanal A und Kanal B linear mit der Zeit an:

$$N_{Th} = n_{Th} \cdot t$$

mit N_{Th} : Zahl der Nutzlichtpulse in der Meßzeit t

n_{Th} : Mittlere Nutzlichtrate (sec^{-1})

Als Maß für die Symmetrie der Pulsverteilung kann nach einer bestimmten Meßzeit t das Verhältnis von der Differenz der Zählraten zur Summe der Zählrate gebildet werden. Dieses Verhältnis gibt dann auch an, wie groß die mögliche Unterdrückung eines stationären Hintergrundes im Vergleich zum

Nutzsignal ist.

Die Elektronik der Pulsverteilung (Abb. 10 und Abb. 21) ist gerade so aufgebaut, daß der Kanal A genau dann ^{geöffnet}geschlossen ist, wenn der Kanal B ^{geschlossen}geöffnet ist. Der Baustein, mit dem die Verteilung gesteuert wird (SN 7473), kann interne, zeitliche Verzögerungen zwischen seinen zueinander inversen Ausgängen haben, die im Bereich von wenigen Nanosekunden liegen. Im Experiment wurde die Symmetrie der Kanäle bei einer stationären, statistischen Pulsrate von 10^6 Photoelektronen pro Sekunde getestet. Hierbei stellte sich heraus, daß nach einer Meßzeit von 1000 sec die Differenz der Zählraten der beiden Kanäle bis zu einem Faktor 5 größer sein konnte als die nach der Poissonstatistik erwartete Differenz. In diesem Fall wäre nur die Messung eines Nutzsignals möglich, das um drei Größenordnungen kleiner als der stationäre Hintergrund ist. Die beobachtete Unsymmetrie zeigte eine Langzeitfluktuation, die in der Größenordnung der Meßzeit von 1000 sec lag.

Diese Langzeitschwankungen in der Elektronik führte zu einer Erweiterung des Meßverfahrens mit dem die Unsymmetrie der Kanäle eliminiert werden konnte. Wegen einer angenommenen schnellen zeitlichen Fluktuation der Hintergrundrate wurde das Streusignal mit einer Frequenz moduliert, die groß gegenüber der Frequenz dieser Fluktuation ist. Die Langzeitschwankungen in der Elektronik der beiden Kanäle legten eine weitere Modulation nahe. Werden nämlich die beiden Kanäle vor dem Eingang des VR-Zählers mit einer Frequenz vertauscht, die groß gegen die mittlere Frequenz [?]der Pulsverteilung ist, so wird eine eventuell auftretende Unsymmetrie eliminiert. Die Umpolung der beiden Kanäle muß wieder in Phase mit der Steueroszillation erfolgen. Als Steuersignal für die Umpolung wurde das Startsignal bei einem Zähltakt von 200 msec verwendet (Abb. 25, Abb. 26). Im einzelnen geht das Vertauschen der Kanäle so vor sich: Während der Zeitdauer T'_n ($T' = 400$ msec) wird die

†. der elektronischen Schwankung aber klein gegen die Frequenz....

Differenz $A - B$ gebildet d.h. die Pulse werden weiterhin in 10 kHz Takt auf die beiden Kanäle verteilt. In der darauf folgenden Phase T'_{n+1} werden die Kanäle A und B vertauscht und der Zähler zählt im 10 kHz Takt die Differenz $B - A$. Wird nun während der Phase T'_{n+1} der Oszillator für den Pockelszellentreiber gesperrt, so wird nur in der Phase T'_n das Nutzsignal (Thomsonstreusignal) zum Kanal A addiert.

Der Test bei einer stationären, statistischen Pulsrate von 10^6 sec^{-1} zeigte bei diesem Verfahren eine deutliche Verbesserung in der Symmetrie der beiden Kanäle. In Abb. 11 ist das Signal $(n_A - n_B)t$ gegenüber der Zeit aufgetragen. Nach einer effektiven Zählzeit von 1000 sec war die Differenz der beiden Kanäle kleiner als 2×10^4 und lag damit innerhalb der von der Poissonstatistik erwarteten Streuung. Das Verhältnis von Differenzensignal zu Summensignal war in diesem Fall kleiner als 5×10^4

$$\frac{(n_A - n_B)\tau}{(n_A + n_B)\tau} = \frac{2 \times 10^4}{10^6 \times 10^3} = 2 \times 10^{-5}$$

Der Nachteil der Doppelmodulation ist, daß die effektive Zeit für das Nutzsignal nur noch ein Viertel der gesamten Zeit beträgt. Das Verfahren kann jedoch dadurch verbessert werden, daß die Pockelszellenspannung abwechselnd von den Ausgängen Q und $\bar{Q}$ des Steueroszillators getriggert wird. In diesem Fall erscheint das Nutzsignal in der Phase T_n im Kanal A und in der Phase T_{n+1} im Kanal B. Diese Version ist in Abb. 26 gestrichelt eingezeichnet.

In diesem Fall hat man das Vertauschungsschema:

$$\begin{aligned} \text{Phase } T_n &: A' - B' = n_A + n_T - n_B \\ T_{n+1} &: A' - B' = n_B + n_T - n_A \end{aligned}$$

Das wesentliche Ergebnis dieses Verfahrens ist, daß bei einer Modulation des Streusignals ein Meßsignal nachgewiesen werden kann, das um einen Faktor 10^4 bis 10^5 kleiner als ein überlagertes stationäres Hintergrundsignal ist. Wird der Fall von

einer Nutzlichtrate von ca. 100 Photoelektronen pro Sekunde angenommen, die gegenüber einer Hintergrundrate von 500 000 Photoelektronen pro Sekunde gemessen werden soll, so hat man nach einer Meßzeit von 1000 sec ein Signal-Rauschverhältnis von:

$$\text{SRV} = \frac{100 \times 10^3}{(5 \times 10^5 \times 10^3)^{1/2}} \approx 4.5$$

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1. Thomsonstreuung bei dominierendem Falschlicht und Detektorrauschen

Zur Untersuchung der Falschlichtverhältnisse und möglichen Falschlichtreduktionen wurde an Stelle der Thomsonstreuung an freien Elektronen die Rayleighstreuung an gebundenen Elektronen von Argon und Helium gemessen. Für die Rayleighstreuung gelten die gleichen Winkel- und Polarisationscharakteristika wie die der Thomsonstreuung. Der Rayleighstreuquerschnitt ergibt sich aus der Energieabstrahlung eines oszillierenden Dipols und der Clausius-Mosotti Beziehung zwischen der molekularen Polarisierbarkeit und dem Brechungsindex eines Gases (vgl. Unsöld /19/).

$$\sigma_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \frac{\pi^2}{N_0 \lambda_0^4} (n_0^2 - 1)^2 \sin^2 \vartheta$$

mit λ_0 : Wellenlänge des gestreuten Lichtes

n_0 : Brechungsindex des Gases bei λ_0 und bei 760 Torr

ϑ : Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Schwingungsrichtung des Dipols

Das Rayleighstreusignal wird somit bei einem Streuvolumen ΔV , in dem sich $N_R = n_R \Delta V$ Teilchen befinden, einem Beobachtungsraumwinkel $\Delta\Omega$ und einer Laserleistung L gleich:

$$P_R = n_R \sigma_R L \Delta\Omega$$

In einer Streuversuchsanordnung bleiben die Parameter $\Delta\lambda$ und $\Delta\Omega$ erhalten. Für gleiches Thomson- und Rayleighstreusignal gilt dann:

$$n_R \sigma_R = n_e \sigma_e$$

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = p (\text{Torr}) \times \frac{N_0 (\text{cm}^{-3})}{760 \text{ Torr}} \times \frac{\sigma_R}{\sigma_e}$$

mit N_0 : Teilchenzahl pro cm^3 bei 760 Torr

Für die Gase Argon, Helium und Wasserstoff wird der Rayleighquerschnitt bei der Wellenlänge des Argon-Ionen-Lasers $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ (Der Brechungsindex wurde aus /20/ entnommen):

$$\begin{aligned}\sigma(\text{ARGON}) &= 6.2 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 & 1 \text{ Torr} &\hat{=} 2.8 \times 10^{14} \text{ e/cm}^3 \\ \sigma(\text{HELIUM}) &= 1.0 \times 10^{-29} \text{ cm}^2 & 1 \text{ Torr} &\hat{=} 4.5 \times 10^{12} \text{ e/cm}^3 \\ \sigma(\text{WASSERSTOFF}) &= 1.5 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 & 1 \text{ Torr} &\hat{=} 6.9 \times 10^{13} \text{ e/cm}^3\end{aligned}$$

Der Falschlichtpegel wird durch denjenigen Gasdruck definiert, unterhalb dessen das beobachtete Detektorsignal konstant bleibt. Durch die in 3.4. beschriebenen Maßnahmen konnte der Falschlichtpegel um ca. 4 Größenordnungen herabgesetzt werden. Die wesentlichen Möglichkeiten zur Falschlichtreduktion sind demnach gegeben durch:

- 1) Blenden im Einfallsrohr und Ausfallrohr
- 2) Lasersumpf und Beobachtungssumpf
- 3) Fokussierung des Laserstrahls
- 4) Polarisationsmodulation

Als Maß für den niedrigsten Falschlichtpegel wurde die Rayleighstreuung an Helium verwendet, weil in diesem Fall der Druckbereich, in dem die Streuung an Helium gemessen wurde, weit über den Restgasdruck von ca. 10^{-5} Torr lag. Auf diese Weise konnten Effekte durch Verunreinigungen ausgeschlossen werden.

Der niedrigste Falschlichtpegel wurde bei einem Heliumdruck von ca. 4 bis 5×10^{-2} Torr entsprechend einer Elektronendichte von ca. $2 \text{ bis } 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. (Abb. 12)

Die Laserleistung war dabei 1 Watt, die Höhe des Streuzylinders 15 mm und der Beobachtungsräumwinkel 10^{-1} sterad. Das Streusignal wurde dabei über eine Meßzeit von 50 sec gemittelt:

Zusammenfassend läßt sich folgendes über eine mögliche

Rayleighstreuung an Helium

Falschlichtniveau bei $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

$P = 1 \text{ Watt}$, $h = 15 \text{ mm}$, $\Omega = 0.1 \text{ sterad}$

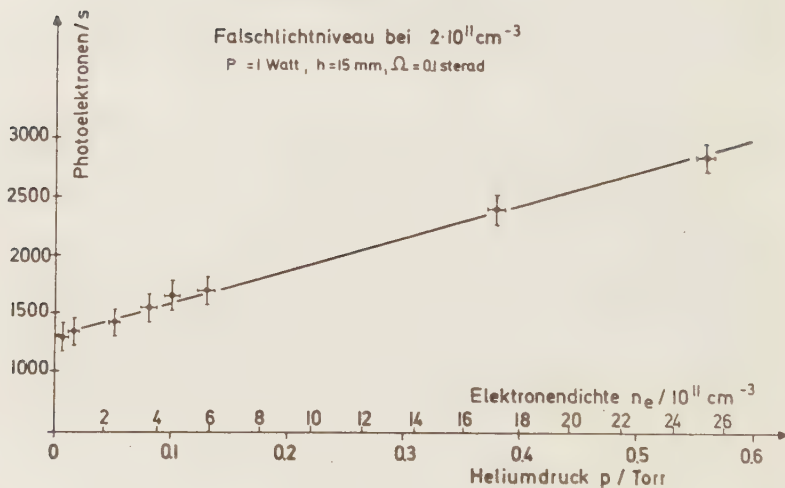


Abb. 12

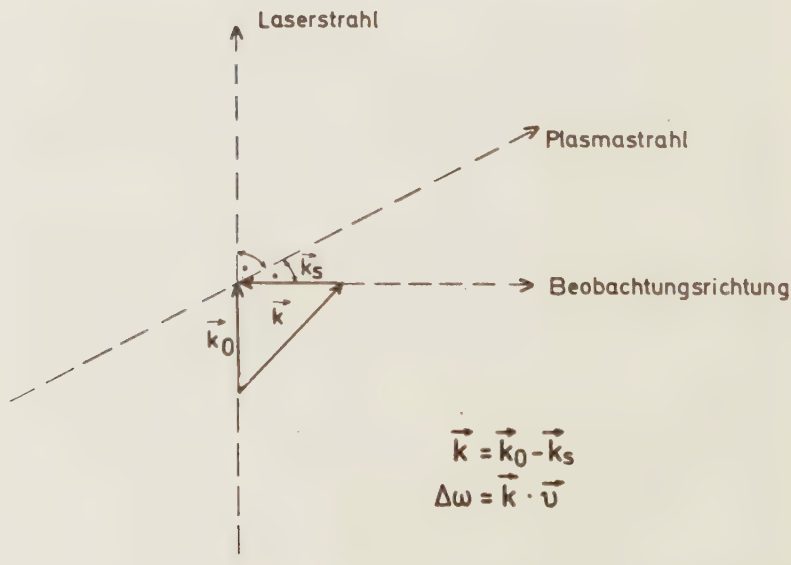


Abb. 13

Thomsonstreuung in diesem Dichtebereich aussagen:

Bei einem stationären Plasma der Elektronendichte 10^{11} cm^{-3} bei dem die Kontinuumsstrahlung gegenüber dem Falschlicht vernachlässigt werden kann, läßt sich die Elektronendichte mittels Thomsonstreuung durch Verwendung eines kontinuierlichen Argon-Ionen-Lasers messen. Der Falschlichtpegel und auch das Rauschen des gekühlten Multipliers haben die gleiche Größenordnung wie das Streusignal.

Bei noch niedrigeren Dichten (z.B. 10^9 cm^{-3}) ist eine Messung dann vorstellbar, wenn erstens das Streusignal moduliert wird, um dann mit einem phasenempfindlichen Nachweis bei entsprechend langer Meßzeit das Streusignal vom Dunkelstromsignal diskriminieren zu können und zweitens das Falschlicht durch ein spektrales Element (Rejektionsfilter, Fabry-Pérot) mit einem Kontrastverhältnis von $1:10^3$ ausgeblendet wird.

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, läßt sich das modulierte Meßsignal bei einem stationären Hintergrund, der ein 10^4 bis 10^5 größeres Signal liefert, noch nachweisen.

Das Signal-Rausch-Verhältnis ist in diesem Fall allein durch die Dunkelstromrate bestimmt. Für die Detektorempfindlichkeit muß allerdings die reduzierte Empfindlichkeit eingesetzt werden, die der Transmission des spektralen Elementes entspricht.

$$\text{SRV} = \frac{A^* P_T L \tau}{(A^* \tau (P_T L + P_D))^{1/2}}$$

$$\text{SRV} = P_T L \sqrt{\frac{A^* \tau}{P_T L + P_D}}$$

A^* : reduzierte Transmission ($\text{sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}$)

P_D : Dunkelstromleistung (Watt)

P_T : Relatives Thomsonsinal ($P_T = \frac{P_s}{L}$)

L : Laserleistung (Watt)

4.2. Thomsonstreuung an einem stationären Wasserstoffplasma mit dominierendem Eigenleuchten

Für den Versuch zur kontinuierlichen Thomsonstreuung stand ein Argon-Ionen-Laser mit einer maximalen Dauerstrichleistung von 3 Watt auf der 5145 Å Linie zur Verfügung. Aus diesem Grunde konnte das Problem der Messung eines schwachen Thomsonsignals bei einem hohen Kontinuumssignal erst dann behandelt werden, nachdem ein stationäres Wasserstoffplasma zur Verfügung stand, das die entsprechend langen Meßzeiten ermöglichte.

Dieser Versuch wurde im Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart durchgeführt. Dort war im Rahmen der Dissertation von Herrn Tichmann eine stationäre Plasmaquelle im Dichtebereich zwischen 10^{12} und 10^{13} cm^{-3} entwickelt worden.

Der Aufbau dieser Plasmaquelle ist bei Tichmann /21/ ausführlich beschrieben. An dieser Stelle seien nur die für die Thomsonstreuung wesentlichen Daten erwähnt. Das Plasma wurde in einer Kaskadenstrecke von etwa 15 cm Länge in einem Lichtbogen erzeugt und strömte danach entlang eines axialen homogenen Magnetfeldes (5 kG) in ein evakuiertes Glasrohr von etwa 3 m Länge. Der Durchmesser des Plasmastrahles betrug 10 bis 15 mm. Die Plasmaparameter konnten durch Variation der Magnetfeldstärke, des Bogenstromes, der Gasdurchsatzmenge und des Gasdruckes eingestellt werden.

Der Ort, an dem das Licht des Argon-Ionen-Lasers gestreut wurde, befand sich in einer Entfernung von ungefähr 1.5 m, von der Kaskadenstrecke.

Auch hier wurde das gestreute Licht unter 90° zum einfallenden Laserstrahl beobachtet, wobei sowohl die Richtung des Laserstrahls als auch die Beobachtungsrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Plasmas lagen. In dieser Geometrie bestimmt man mittels der Thomsonstreuung die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen senkrecht zur Strömungsrichtung des Plasmas (Abb. 13).

Die Laserleistung des Argon-Ionen-Lasers betrug 1.2 Watt im Streuzentrum, sie wurde unmittelbar vor der entspiegelten

Fokussierungslinse (Abb. 2) gemessen. Bei der Modulation im Tastverhältnis 1:1 entspricht das einer mittleren Leistung von 0.6 Watt.

Um die Meßergebnisse der Thomsonstreuung mit den Messungen, die mit einer Mikrowellensonde am gleichen Experiment durchgeführt wurden (Janzen, Tichmann /22/), vergleichen zu können, wurden die gleichen Versuchsbedingungen eingestellt.

Das beobachtete Eigenleuchten des Plasmas lag im Bereich zwischen 10^5 und 10^6 Photoelektronen/sec entsprechend einer Kontinuumsleistung von 10^{-12} bis 10^{-13} Watt. In Abb. 14 ist das Absolutsignal (Summe der Kanäle A und B) gegenüber der Zeit dargestellt. Man erkennt, daß das Signal um 10 bis 20 % schwankt. Diese Fluktuationen des Hintergrundsignals waren die Folge von geringen Schwankungen der Stromregelung, mit der der Bogenstrom geregelt wurde. Die Schwankungen sind in diesem Fall groß gegenüber der Poissonstreuung einer konstanten mittleren Hintergrundrate. Das beobachtete Thomsonsignal war dagegen in der Größenordnung von 50 bis 100 Photoelektronen/sec. Das Falschlichtsignal hatte eine Größe von 25 bis 30 Photoelektronen/sec. Die Dunkelstromrate mit ca. 300 Photoelektronen/sec. konnte im Vergleich zum Eigenleuchtsignal vernachlässigt werden. Das Thomsonsignal wurde bei einer Meßzeit von 1000 sec mit einem mittleren Signal-Rauschverhältnis von 2 gemessen. Bei gleichen eingestellten Versuchsbedingungen der Plasmaquelle stimmten die aufgenommenen Thomsonstreuprofile im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. In den Abb. 15, 16, 17 sind drei solcher Streupprofile dargestellt, die bei verschiedenen Versuchen mit gleichen Versuchsparametern gemessen wurden.

Als mittlere Elektronentemperatur ergab sich ein Wert von:

$$T_e = (0.25 \pm 0.08) \text{ eV}$$

Die mittlere gemessene Elektronendichte hatte einen Wert von

$$n_e = (3 \pm 1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

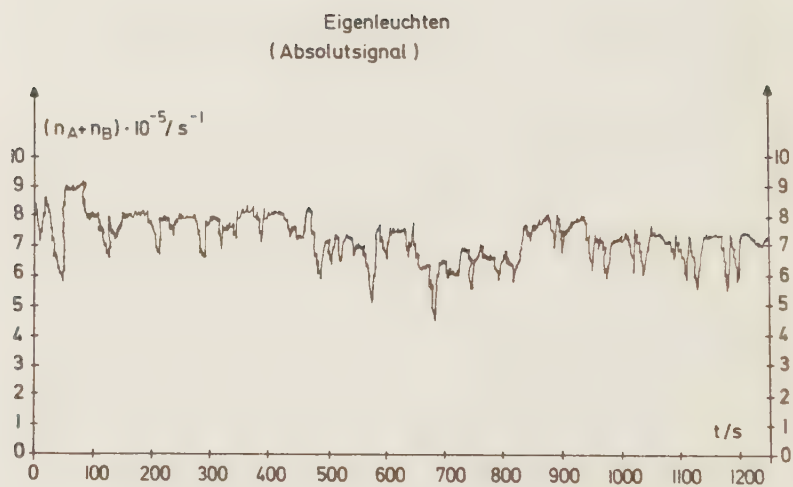


Abb. 14

Zur Auswertung wurde in der üblichen Darstellung der Logarithmus der Streuintensität gegenüber dem Quadrat der Wellenlänge aufgetragen (Abb. 15 b, 16 b, 17 b). Aus den Werten für die berechnete Regressionsgerade lassen sich die Temperatur und die Elektronendichte bestimmen. Wenn B die Steigung und A der Achsenabschnitt der Regressionsgeraden ist, gilt (vgl. 2.1.)

$$T_e = \left(\frac{\lambda_{1/2}}{24} \right)^2 = \frac{\ln 2}{12^2} \cdot \frac{1}{B} \quad \text{mit} \quad B = \frac{\Delta \ln(n_e - n_0)}{\Delta \lambda^2} = \left(\frac{\lambda_D^2}{2} \right)^{-1}$$

Die Fläche unter dem Streuprofil - einem Gaußprofil - ist proportional zur Elektronendichte. Die Fläche unter einem Gaußprofil läßt sich mit Hilfe seiner Dopplerbreite und seiner Intensität in der Linienmitte berechnen. Die Intensität in der Linienmitte wird über das Rayleighsignal erreicht. In der hier beschriebenen Versuchsanordnung entspricht dem Signal von 25 Photoelektronen/sec eine Elektronendichte von $4.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

$$n_e = \frac{I_0 \sqrt{2\pi}}{2} \lambda_D = \frac{e \sqrt{2\pi}}{2 \lambda_{HF}} \cdot \lambda_{1/2} = \frac{e \sqrt{2\pi}}{\lambda_{HF}} \sqrt{\frac{\ln 2}{B}}$$

I_0 : Intensität der Linienmitte, die im Wellenlängenintervall λ_{HF} des Interferenzfilters gemessen wird, bezogen auf die Falschlichtintensität (cm^{-3})

$\lambda_{1/2}$: Halbwertsbreite des Streuprofiles ($\text{\AA}$)

λ_D : Dopplerbreite des Streuprofiles ($\text{\AA}$)

Die angegebenen Fehler (Abb. 15, 16, 17) entsprechen dem 66 % Konfidenzintervall der berechneten Größen.

Vergleicht man die gemessene Intensität des Kontinuums mit der für ein thermisches Plasma entsprechender Dichte und Temperatur berechneten, so stellt man fest, daß die gemessene Intensität um 3 Größenordnungen über der für ein thermisches Plasma liegt. Dieses Nichtgleichgewichtsplasma wird in der Arbeit von Tichmann /21/ durch Lösung der zeitabhängigen Ratengleichungen im einzelnen beschrieben. Die Tatsache, daß trotz dieses hohen Hintergrundleuchtens das

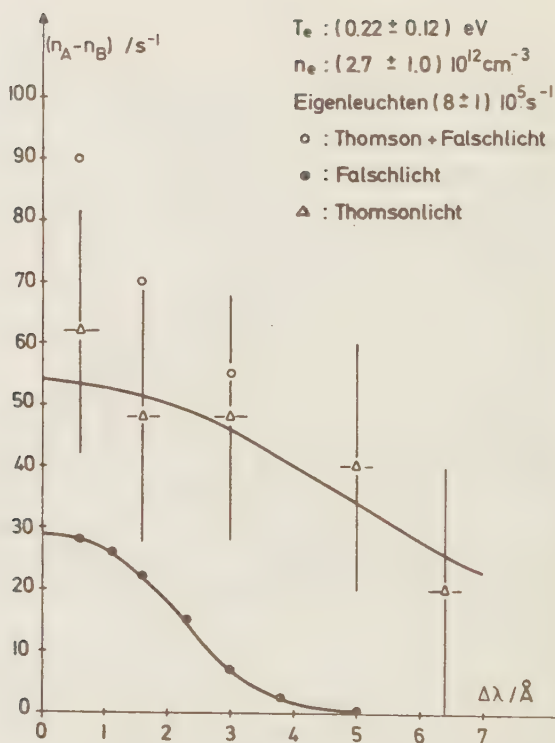
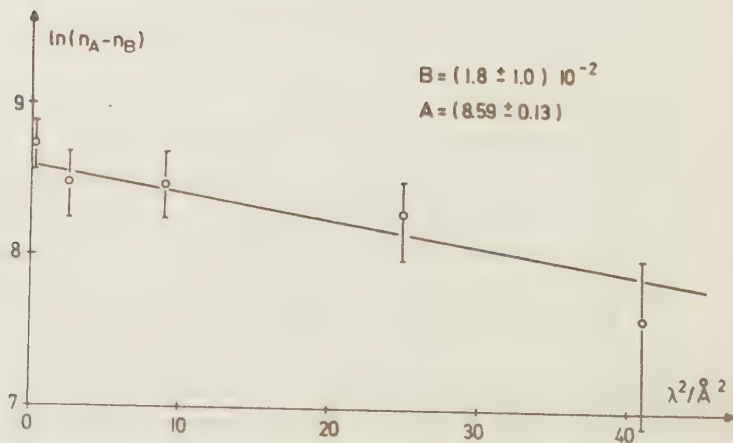


Abb. 15 a

Abb. 15 b



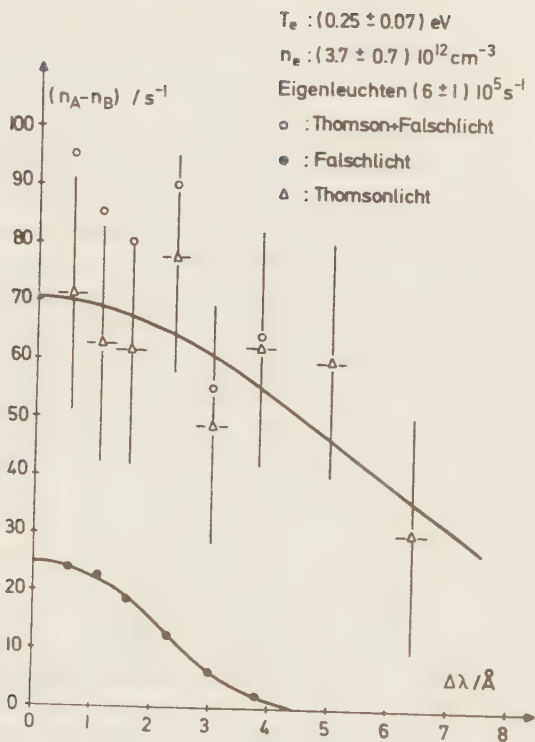
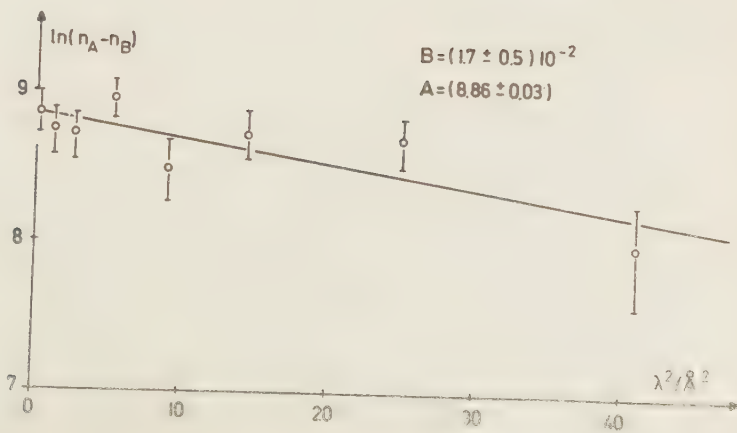


Abb. 16 a

Abb. 16 b



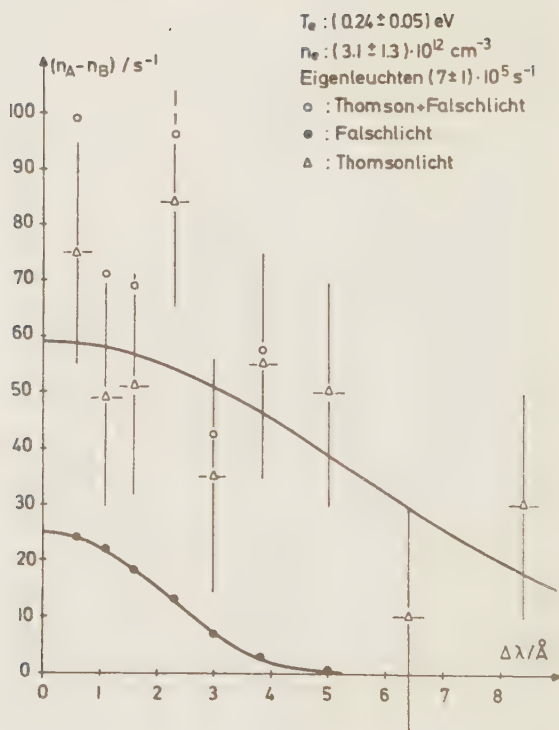


Abb. 17 a

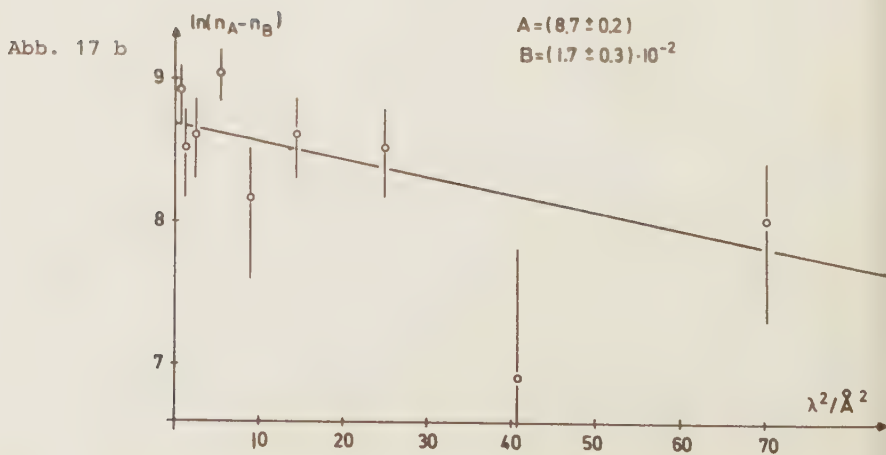


Abb. 17 b

Thomsonsignal einwandfrei nachgewiesen werden konnte, zeigt die Leistungsfähigkeit des hier verwendeten Verfahrens.

Das Verhältnis von Thomsonsignal zu Eigenleuchtsignal des Plasmas gibt recht gut die Verhältnisse an einem gepulsten Plasmaexperiment (Stellarator, Tokamak) wieder und das Ergebnis läßt ein stationäres Streuexperiment und damit eine Messung von Elektronendichte und Elektronentemperatur als Funktion der Zeit möglich erscheinen. Im folgenden soll versucht werden mit den hier gewonnenen Erkenntnissen abzuschätzen, welche Leistung eine solcher Laser haben müßte.

5. Abschätzung der kontinuierlichen Laserleistung, die für eine zeitliche Auflösung der Elektronendichte und Elektronentemperatur im Millisekundenbereich nötig sein wird.

Im folgenden wird angenommen, daß das Signal-Rausch-Verhältnis im wesentlichen von dem Eigenleuchten des Plasmas bestimmt wird.

$$SRV = P_L \cdot L \left(\frac{\pi \cdot \tau}{P_T \cdot L + P_K} \right)^{1/2}$$

Bei einer vorgegebenen Zeitauflösung und einem vorgegebenen Signal-Rausch-Verhältnis kann die Laserleistung als Funktion der Kontinuumsleistung abgeschätzt werden. Weiterhin wird wieder eine Modulation des Laserlichtes im Tastverhältnis 1 : 1 vorausgesetzt. Für die erforderliche Laserleistung ergibt sich dann folgender Ausdruck:

$$L \geq (SRV)^2 \frac{1}{\pi \tau P_T} \left[1 + \left(1 + \frac{2 P_K \pi \tau}{(SRV)^2} \right)^{1/2} \right]$$

Hierbei bedeuten wieder:

- SRV : Signal-Rausch-Verhältnis
- A : Empfindlichkeit des Detektorsystems ($\text{sec}^{-1} \text{Watt}^{-1}$)
- P_K : Abgestrahlte Kontinuumsleistung (Watt)
- P_T : Relatives Streusignal ($P_T = P_S / L$)
- L : Laserleistung (Watt)
- τ : Meßzeit (sec)

Für die Abschätzung wird angenommen:

$\tau = 1 \text{ msec}$, $A = 6 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}$, $d_{pl} = 30 \text{ cm}$, $T_e \approx 50 \text{ eV}$
 $d_L = 0.03 \text{ cm}$, $\Omega_T = 5 \times 10^{-2} \text{ sterad}$.

Falls das Streuprofil z.B. mit 8 Kanälen (8 Multipliern) aufgenommen wird, erscheint ein Signal-Rausch-Verhältnis von 3 ausreichend. Der Fehler der Temperatur ist dann um einen Faktor $\sqrt{n-2} \approx 2.5$ - wobei n die Anzahl der spektralen Meßpunkte ist - kleiner als der Messfehler des Einzelwertes. (vgl. /23/).

In der folgenden Tabelle wird für einen Dichtebereich von $1 \times 10^{12} - 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ die Laserleistung angegeben, die erforderlich ist, das Thomsonsignal mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von 3 bei einer Meßzeit von 1 msec zu messen. Dabei wurde für die Kontinuumsintensität ein Wert angenommen, der um einen Faktor 200 über den für ein thermisches Wasserstoffplasma liegt. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß Messungen an Tokamakplasmen /24/ Überhöhungen dieser Größe gezeigt haben.

$n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	1×10^{12}	3×10^{12}	1×10^{13}	3×10^{13}	1×10^{14}
P_T	8×10^{-16}	2.4×10^{-15}	8×10^{-15}	2.4×10^{-14}	8×10^{-14}
$P_k \text{ (Watt)}$	5.6×10^{-11}	5×10^{-10}	5.6×10^{-9}	5×10^{-8}	5.6×10^{-7}
$L \text{ (Watt)}$	5300	5200	5100	5100	5100

Die sich daraus ergebenden Laserleistungen scheinen heute im Bereich des technisch Möglichen zu liegen.

Als mögliche Lasersysteme werden gepulste Argon-Ionen-Laser, gepulste Quecksilber-Ionen-Laser und auch Nd-YAG-Laser im Q-Switch Betrieb in Betracht gezogen. Bei den Argon-Ionen und Quecksilber-Ionen-Lasern sind Dauerstrichleistungen im 100 Watt Bereich realisiert worden ⁺⁾ . Experimente mit dem Ziel der Messung an einem gepulsten Plasma sollen in Zusammenarbeit mit dem Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart durchgeführt werden.

⁺⁾ Im Institut für angewandte Physik der Universität Bern

Anhang I

Absoluteichung des Detektorsystems

Die absolute Empfindlichkeit des Detektorsystems wird benötigt um Angaben über das Signal-Rausch Verhältnis bei einer Überlagerung des Streusignal mit einem Hintergrundsignal machen zu können.

Die Empfindlichkeit des Detektorsystems in Photoelektronen pro Sekunde pro auftreffender Lichtleistung in Watt läßt sich indirekt über das Rayleighstreusignal bestimmen. Hierbei muß vorausgesetzt werden, daß sowohl der effektive Raumwinkel des Systems als auch die effektive Höhe des Streuzylinders bekannt sind.

Unter diesen Annahmen läßt sich dann bei einer bestimmten Anodenspannung U_a und einer Diskriminatorschwelle u_s die Empfindlichkeit angeben.

Wenn $P_R = n_R \sigma_R \Delta h \Delta \Omega \cdot L$ die Rayleighstreuleistung ist, so ist die Anzahl der auftreffenden Photonen gleich

$$N = \frac{\lambda}{hc} \cdot P_R = \frac{\lambda}{hc} n_R \sigma_R \Delta h \Delta \Omega \cdot L$$

und die der gezählten Photoelektronen

$$N_e = a \cdot \eta \cdot \varkappa \cdot N$$

mit: N : Photonenzahl

N_e : Photoelektronenzahl

a : Transmission des Detektorsystems

$\varkappa$: Umwandlungsfaktor zwischen gezählten Pulsen und an der Kathode herausgelösten Elektronen

$$\varkappa = \varkappa(u_s, U_a)$$

Damit wird die Empfindlichkeit des Detektorsystems

$$A = A(a, \eta, \varkappa, U_a, u_s) = \frac{N_e}{P_R} = a \cdot \eta \cdot \varkappa \cdot \frac{\lambda}{hc}$$

Experimentell wurden z.B. bei 10 Torr Wasserstoff, einer

Laserleistung von 0.6 Watt, einer Höhe $h = 0.5$ cm des Streuzylinders, einer Anodenspannung $U_a = 1600$ Volt, einer Diskriminatorschwelle von $u_s = 150$ m Volt, einem effektiven Raumwinkel von 4×10^{-2} sterad ein Rayleigh-signal von ca. 40 000 Photoelektronen pro Sekunde gezählt. Die Rayleighstreuleistung in Watt ist dann:

$$P_R = 8 \times 10^{-26} \times 6.9 \times 10^{14} \times 0.6 \times 4 \times 10^{-2} \times 0.5$$

$$P_R = 6.6 \times 10^{-13} \text{ Watt}$$

Damit wird die Empfindlichkeit des Detektorsystems:

$$A = \frac{40\,000 \text{ sec}^{-1}}{6.6 \times 10^{-13} \text{ Watt}} = 6 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}$$

Anhang II

Abschätzung des effektiven Volumens und Raumwinkels der Kontinuumsstrahlung

Für die Abschätzung des gesamten Beitrages der Kontinuumsstrahlung genügt es, diejenigen Punkte aus dem Plasma-gebiet zu betrachten, die innerhalb des Doppelkegels liegen, der durch die Linsenöffnung als Grundfläche und dem Streuzentrum als Spitze gebildet wird. Denn nur Punkte innerhalb dieses Doppelkegels werden mit einem Raumwinkel größer Null in das Detektorsystem abgebildet. Der Raumwinkel für Punkte außerhalb des Streuzylinders ist durch denjenigen Raumwinkel gegeben, mit dem die Strahlen seines Bildpunktes durch die Öffnung der Beobachtungsblende hindurchgehen (Abb. 18). Aus der Abbildungsgeometrie folgt, daß dieses Strahlenbündel identisch mit dem Strahlenbündel durch Gegenstandspunkt und dem Bild des Beobachtungsspaltens am Ort des Streuzentrums ist.

Zur Abschätzung für das effektive Volumen und ^{den} Raumwinkel muß nun für jeden Punkt innerhalb des Doppelkegels das Produkt aus Raumwinkel und Volumenelement gebildet werden. Die Integration über das Gebiet ergibt dann das effektive Volumen und den effektiven Raumwinkel, mit dem die Kontinuumsstrahlung zum Detektorsignal beiträgt:

$$(\Omega V)_{\text{Kontinuum}} = \int_{\text{Doppelkegel}} \Omega(u, \theta) dV$$

Das Koordinatensystem möge das Streuzentrum als Ursprung haben, den Laserstrahl als v-Achse und der Achse durch Streuzentrum und Linsenmitte als u-Achse. Zur Vereinfachung der nachfolgenden Abschätzung wird zunächst der rechteckige Querschnitt des Streuzylinders in einen Kreis gleicher Fläche transformiert.

$$\pi g^2 = 2rh$$

$$g = \left(\frac{2rh}{\pi} \right)^{1/2}$$

mit h : Höhe des Streuzylinders
 r : Radius des Streuzylinders
 g : Radius der Kreisfläche

Abbildung von Punkten außerhalb des Streuzylinders

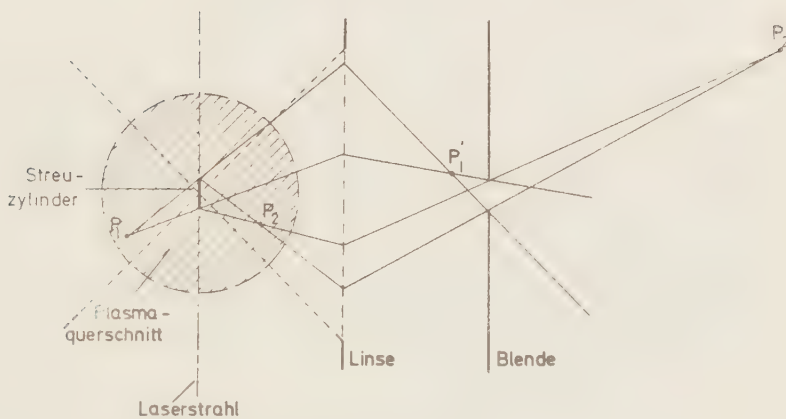


Abb. 18

Der Raumwinkel $\Omega(u, v)$ ist rotationssymmetrisch für alle Punkte P (u, v) mit dem Abstand v von der Achse des Doppelkegels.

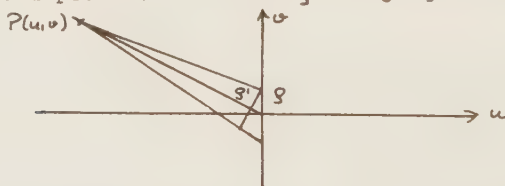
Wird weiterhin angenommen, daß die Ausdehnungen des Streuzylinders klein gegenüber Gegenstandsweite R und Durchmesser D der Linsenöffnung sind. Das Integrationsgebiet in den Koordinaten u und v ist dann gegeben durch:

$$u_{\max} = r_{\text{plasma}}, \quad u_{\min} = \vartheta \cdot \frac{2R}{D}$$

$$v_{\max} = \frac{D}{2R} \cdot u, \quad v_{\min} = 0$$

Das Gebiet innerhalb $2 u_{\min}$ werde durch einen Zylinder mit Radius ϑ und der Höhe $2 u_{\min}$ mit dem Thomsonraumwinkel $\Omega_T = \left(\frac{D}{2R}\right)^2 \pi$ abgebildet.

Von dem Punkt P (u, v) wird der Kreis mit dem Radius als Ellipse mit den Achsen ϑ und ϑ' gesehen.



Für den Raumwinkel $\Omega(u, v)$ gilt dann näherungsweise:

$$\Omega(u, v) = \pi \vartheta \cdot \vartheta'(u, v) / E(u, v)^2$$

$$\text{mit } E^2 = \left((u^2 + v^2)^{1/2} - \frac{\vartheta \vartheta'}{(u^2 + v^2)^{1/2}} \right)^2 \approx u^2 + v^2$$

$$\Omega(u, v) = \pi \vartheta^2 \frac{u}{(u^2 + v^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{u^2 + v^2}$$

$$\Omega(u, v) = \pi \vartheta^2 \frac{u}{(u^2 + v^2)^{3/2}}$$

Das Volumenelement, für das dieser Raumwinkel gilt, ist gegeben durch:

$$dV = 2\pi \varrho \, d\varrho \, du$$

$$\begin{aligned} (\Omega V)_{II} &= \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} du \int_{\varrho_{\min}}^{\varrho_{\max}} d\varrho \, 2\pi \varrho^2 \frac{u \varrho}{(u^2 + \varrho^2)^{3/2}} \\ &= -2\pi^2 \varrho^2 \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} du \left| \frac{u}{(u^2 + \varrho^2)^{1/2}} \right|_{\varrho_{\min}}^{\varrho_{\max}} \\ &= 2\pi^2 \varrho^2 \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} du \left[1 - \frac{u}{\left(u^2 + \left(\frac{D}{2R}\right)^2 u^2\right)^{1/2}} \right] \end{aligned}$$

falls $\frac{D}{2R} \ll 1$

$$\begin{aligned} (\Omega V)_{II} &= \pi^2 \varrho^2 \left(\frac{D}{2R}\right)^2 (u_{\max} - u_{\min}) \\ &\approx \pi^2 \varrho^2 \left(\frac{D}{2R}\right)^2 \left(r_{\text{plasma}} - \varrho \frac{2R}{D}\right) \\ &\approx \Omega_T \pi \varrho^2 \left(r_{\text{plasma}} - \varrho \frac{2R}{D}\right) \end{aligned}$$

Das Gebiet ist symmetrisch zur v-Achse daher:

$$(\Omega V)_{II} = \Omega_T 2\pi \varrho^2 \left(r_{\text{plasma}} - \varrho \frac{2R}{D}\right)$$

$$(\Omega V)_I = \pi \varrho^2 2 u_{\min} \cdot \Omega_T$$

$$(\Omega V)_I = 2\pi \varrho^3 \frac{2R}{D} \cdot \Omega_T$$

Damit wird der Gesamtbeitrag

$$(\Omega V)_{ges} \approx (\Omega V)_I + (\Omega V)_{II}$$

$$= 2\pi g^2 r_{plasma} \cdot \Omega_T$$

$$(\Omega V)_{ges} = 4rh \cdot r_{plasma} \cdot \Omega_T$$

=====

Die Kontinuumsstrahlung wird demnach von einem Quader mit einer Höhe, gleich der Höhe des Streuzylinders, einer Länge gleich dem Durchmesser des Plasmagebietes, und einer Breite, gleich dem Laserstrahldurchmesser im Streuzentrum, mit dem Thomsonraumwinkel in das Detektorsystem abgebildet.

Anhang III

1. Elektronische Bauteile

Als Multiplier wurde der Typ EMI 9634 QR mit einer Super S 13 Kathode verwendet. Die Quantenausbeute dieses Multipliers liegt bei der Laserlängenwelle von $5145 \text{ \AA}$ bei typisch 15 %. Um den Dunkelstrom des Multipliers herabzusetzen, wurde der Multiplier auf -30°C gekühlt. Die Dunkelstromrate wurde auf diese Weise gegenüber dem Dunkelstrom bei Zimmertemperatur um einen Faktor 100 verringert. Bei einer Anodenspannung von 1600 Volt und einer Diskriminatorschwelle von 15 mV (Vgl. Anhang V) hatte die (gekühlte) Dunkelstromrate einen Wert von etwa 300 Photoelektronen/sec. Bei einer Verstärkung von 3×10^7 entspricht dies einem Anodenstrom von ca. 1 nA. Die maximalen Anodenpulse hatten eine Amplitude von ungefähr 500 mVolt. Die Anodenpulsbreite war 30 nsec groß (vgl. Abb. 20).

Es stellte sich heraus, daß bei dem elektronischen Aufbau der Diskriminator bzw. der Komparator eine dominierende Rolle spielt. Der Komparator hat die Aufgabe Multiplierpulse, die oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegen, zu verstärken bzw. in ein TTL kompatibles Signal zu verwandeln. In dem hier beschriebenen Aufbau wurde ein Voltage-Comparator vom Typ LM 106 H verwendet (Abb. 19).

Dieser Komparator wird bei einer Differenz der Eingangsspannung von weniger als 1 mV bereits durchgeschaltet. Die Zeitkonstante jedoch, mit der dies geschieht, hängt von der Größe der Spannungsdifferenz am Eingang ab. Da es für den dynamischen Bereich des Zählsystems wesentlich ist, die Totzeit des Systems (vgl. Anhang IV) möglichst klein zu halten, wurden die Multiplierpulse vor dem Komparator mit einem Operationsverstärker verstärkt. Auf diese Weise wurde die mittlere Ansprechzeit des Komparators auf einen Wert von ungefähr 40 nsec reduziert. Die Grenzfrequenz des Verstärkers (RCA CA 3049) liegt bei ungefähr 500 MHz.

Der kritische Punkt bei dem System Multiplier - Vorverstärker - Komparator liegt darin, daß das System zu Schwingungen neigt, wenn die Pulse am Eingang des Komparators genau die Größe der Schwellenspannung haben. Auch bei sorgfältigster Entkoppelung bleibt eine Spannungshysteresis bestehen, innerhalb der die Schwellenspannung mit einer gedämpften, hochfrequenten (100 MHz) Schwingung bei den Pulsen dieser kritischen Höhe oszillieren kann. Um zu verhindern, daß während des Umschaltzeitpunktes ein negativer Störpuls zu einem Multiplierpuls konstruktiv überlagert wird, wird der Komparator während der Umschaltphase gesperrt (Abb. 19, Abb. 21).

Die normierten Pulse werden mit einem monostabilen Multivibrator (SN 74121) erzeugt. Mit diesem Baustein lassen sich Pulse bis zu einer minimalen Breite von 50 nsec bei einer Amplitude von 3 Volt einstellen. Der Ausgangspuls erscheint dann, wenn der Triggerimpuls mindestens 20 nsec am Eingang anliegt. Um zu verhindern, daß nicht völlig durchgeschaltete Pulse, die nicht als Rechteckimpulse, sondern als kleine Spitzen von typisch 20 nsec Dauer erscheinen, bis zur Pulsverteilung gelangen, wurde hinter dem Pulsformer (SN 74121) ein digitaler Tiefpass angebracht. Dieser Tiefpass hat die Aufgabe, nur Pulse durchzulassen, die eine größere Breite als 30 nsec haben. Die Pulsbreite am Monoflop (MF 1) wurde auf 80 nsec eingestellt. Falls nun Störpulse mit Breiten von weniger als 30 nsec Dauer auftreten, so werden diese gesperrt. Vollständig durchgeschaltete Pulse von 80 nsec Breite werden auf 50 nsec verkürzt.

Die Zeitdifferenz zwischen Multiplieranodenpuls und TTL-Puls am Ausgang des digitalen Tiefpasses beträgt ca. 100 nsec, sie setzt sich aus der zeitlichen Verzögerung von Vorverstärker, Komparator und Monoflop zusammen (Abb. 20).

Das Prinzip der Verteilung der Pulse auf die beiden Kanäle A und B des VR-Zählers wird aus dem Blockschaltbild (Abb. 10) und dem Schaltplan "Pulsverteilung" (Abb. 21) deutlich.

Als Beispiel für die Pulsverteilungen sind in den Abb. 22, 23

die Pulse bei einer für das Experiment typischen (statistischen) Pulsrate dargestellt. Die Signalquelle ist hierbei der Monitorausgang des VR-Zählers. Die Pulsrate ist die durch 10 dividierte beobachtete Pulsrate.

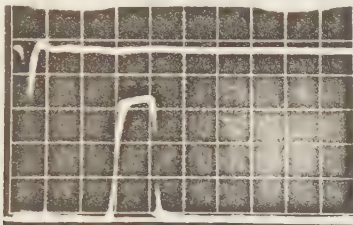


Abb. 20

Obere Spur: Multiplierpuls (100mV/cm; 50nsec/cm)

Untere Spur: TTL-Puls (1Volt/cm; 50 nsec/cm)

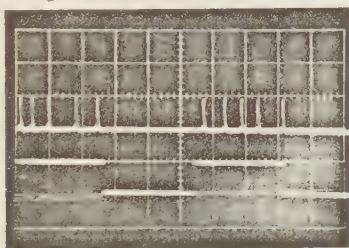


Abb. 22

Obere Spur: Pulse im Kanal A bei einer statistischen Pulsrate von $800\,000\text{ sec}^{-1}$ dividiert durch 10 (5 V/cm; 20 $\mu\text{sec/cm}$)

Untere Spur: Steueroszillator
(5V/cm ; 20 $\mu\text{sec/cm}$)

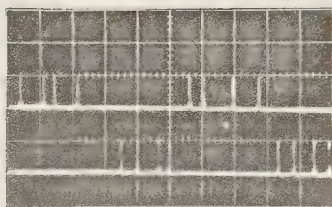


Abb. 23 a.

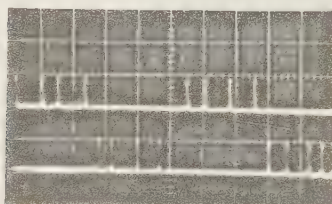


Abb. 23 b.

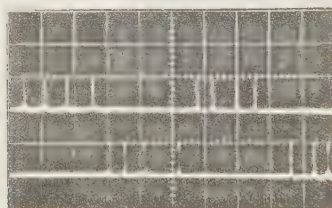


Abb. 23 c.

Obere Spur: Pulse im Kanal A statistische Pulsrate $0.8 \times 10^6 : 10$
Untere Spur: Pulse im Kanal B

(5 Volt/cm ; 20 μ sec/cm)

2. Zählzeit und Zähltakt (Abb. 24, Abb. 25)

Die Impulse für Start und Reset des Vorwärtsrückwärtszählers werden durch eine mehrfache Dekadenteilung der Steuer-Oszillation gewonnen. Zwischen der Zählzeit und der Grundperiode besteht dann folgende Beziehung:

$$T_z = 10^n \times T_0$$

mit T_z : Zählzeit
 T_0 : Grundperiode (0.1 msec)
 n : Anzahl der Dekadenteilung

Wenn zusätzlich dafür gesorgt wird, daß nicht nur die Zählzeit, sondern auch der Zähltakt und der Resetimpuls, mit dem vor Beginn eines neuen Zähltaktes der VR-Zähler auf Null gesetzt wird, in fester Phasenbeziehung zur Steueroszillation stehen, kann die Zählrate leicht über einen DA-Wandler und Schreiber verfolgt werden.

Zur Erzeugung der Zähltaktpulse wird die Grundfrequenz zunächst halbiert. In diesem Fall besteht zwischen Zähltakt und Grundperiode folgende Beziehung

$$T_t = 10^n \times 2T_0$$

Um bei stark verrauschten Signalen und der dadurch bedingten langen Meßzeiten (typisch 1000 sec) in kurzen Intervallen die Zählrate ablesen zu können, wird der VR-Zähler gestoppt, ohne daß er durch einen Resetimpuls auf Null gesetzt wird (Abb. 25, Zählmodus b).

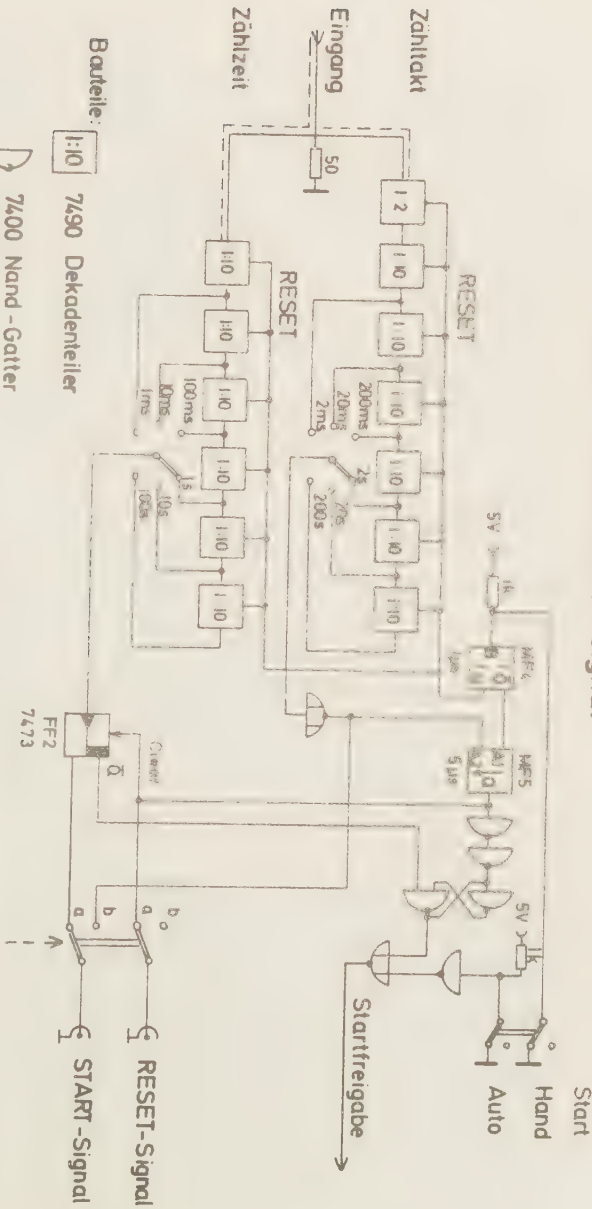
In dem hier gewählten Fall vergrößert sich das Verhältnis von Zählzeit zu Zählpause auf 4:1 d.h. die effektive Zählzeit ist gleich 4/5 der Meßzeit. Deshalb entspricht in Abb. 11 die 1250 sec lange Meßzeit einer effektiven Zählzeit von 1000 sec.

START und RESET IMPULSE

Abb. 24



START - und RESET-Signal

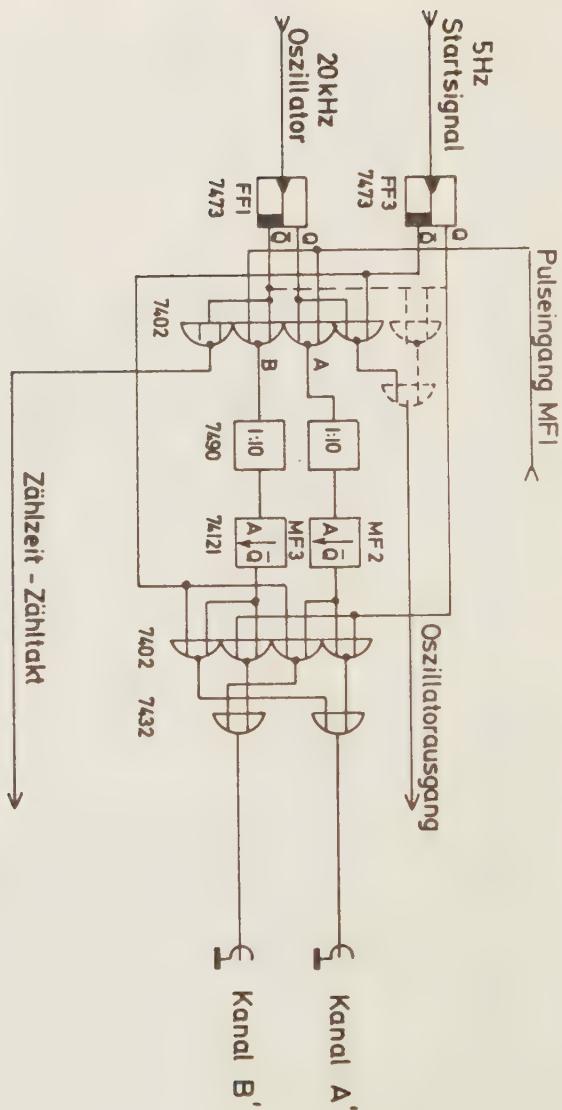


Bauteile:	
7490 Dekadenteiler	1:10
7400 Nand-Gatter	1
7473 Flip-Flop	1
74121 Mono-Flop	1

- Zählmodus
- a. Zählen mit RESET (Taktverhältnis 1:1)
 - b. Zählen ohne RESET (Taktverhältnis 4:5)

Pulsverteilung mit Symmetrierung der Kanäle

Abb. 26



Phase T_n' : $A' = A$, $B' = B$
 T_{n+1} : $A' = B$, $B' = A$

Anhang IV

Linearität des Zählsystems

Die Linearität des Detektorsystems hängt von der Totzeit des Systems ab. Die Totzeit des Zählsystems wird durch minimalen zeitlichen Abstand definiert, mit dem zwei aufeinanderfolgende Pulse noch getrennt werden können. Nach der Registrierung eines Pulses spricht das Detektorsystem erst wieder nach der Zeit τ_c auf den nächsten Puls an. Je höher die Pulsrate, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß zwei aufeinander folgende Pulse nicht mehr getrennt werden; die beobachtete Zählrate wird dann von der wahren Zählrate abweichen. Näherungsweise gilt (vgl. Evans /25/).

$$N = n (1 - \tau_c \cdot n)$$

wobei N : die beobachtete Zählrate (sec^{-1})

n : die wahre Zählrate (sec^{-1})

τ_c : die Totzeit des Systems (sec)

Im Experiment führt die Totzeit zu einer Abweichung des Systems von der Linearität. Als Test für die Linearität wurde das Rayleighsignal in Abhängigkeit vom Argondruck zwischen 0.1 Torr und 1.6 Torr gemessen. Das maximale Rayleighsignal war dabei $1 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$. Innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 % konnte keine Abweichung von der Linearität festgestellt werden (Abb. 22).

Daher wurde die folgende Methode zur Bestimmung der Totzeit des Systems eingesetzt. Bei der Modulation des Streusignals wird einmal das Rayleighsignal bei einem bestimmten Gasdruck und das andere Mal bei gleichem Gasdruck bei einer Überlagerung von $500\,000 \text{ sec}^{-1}$ statistisch ankommenden Pulsen gemessen. Die stationäre statistische Pulsrate wird durch eine Bandlampe erzeugt, deren Licht mit Hilfe eines Lichtleiters zusätzlich auf den Multiplier gelenkt wird.

Abb. 27

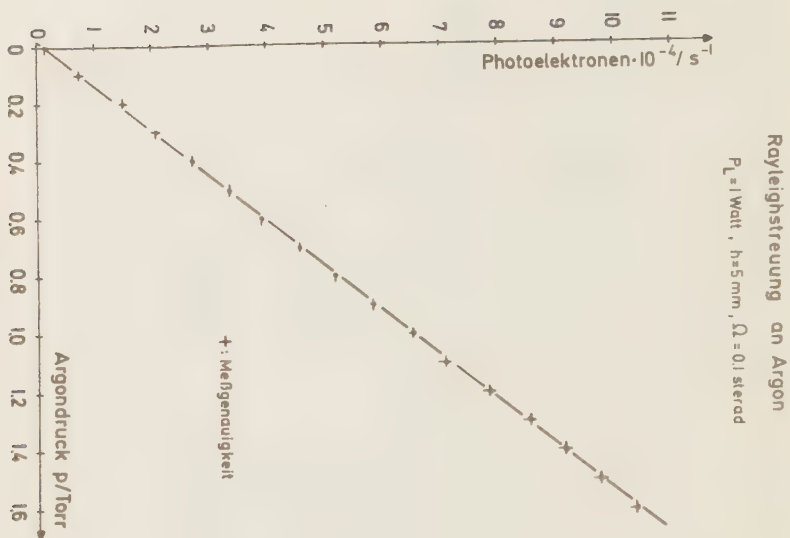


Abb. 28



Im Kanal A bzw Kanal B des VR-Zählers werden dann die folgenden Zählraten beobachtet:

$$\text{Kanal A: } N_{BA} + N_R = (n_{BA} + n_R) (1 - \tau_c(n_{BA} + n_R))$$

$$\text{Kanal B: } N_{BB} = n_{BB} (1 - \tau_c n_{BB})$$

Hierbei sind : N_{BA} : Beobachtete statistische Pulsrate der Bandlampe (Kanal A)

N_{BB} : Beobachtete statistische Pulsrate der Bandlampe (Kanal B)

N_R : Beobachtete Zählrate des Rayleigh-signals bei Überlagerung mit dem Rauschsignal

n_{BA} , n_{BB} , n_R sind jeweils die wahren Zählraten

Gemessen wird die Differenz der Kanäle ($n_A - n_B$) = δ

$$\begin{aligned} \delta &= N_{BA} + N_R - N_{BB} \\ \delta &= n_{BA} + n_R - n_{BB} - \tau_c (n_{BA}^2 + n_R^2 + 2n_{BA}n_R - n_{BB}^2) \end{aligned}$$

Näherungsweise gilt: $n_{BA} \approx n_{BB} = n$

Der Mittelwert der Totzeit ist damit:

$$\langle \tau_c \rangle \approx \frac{n_R - \delta}{n_R^2 + 2n n_R}$$

Als experimentelle Daten werden eingesetzt: $n = 5 \times 10^5 \text{sec}^{-1}$, das Rayleighsignal (10 Torr H_2 , 0.6 Watt) ohne überlagertes Rauschsignal: $n_R = 4 \times 10^4 \text{sec}^{-1}$ und mit überlagertem Rauschsignal:

$$N_R = 3.6 \times 10^4 \text{sec}^{-1}$$

$$\langle \tau_c \rangle \approx \frac{4 \times 10^3}{4.16 \times 10^{10}} \approx 100 \text{ nsec}$$

Anhang V

Optimierung der Komparatorschwelle

Die unterschiedliche Pulshöhenverteilung von Untergrundpulsen und Nutzlichtpulsen gibt eine Möglichkeit eine optimale Komparatorschwelle einzustellen. Beide Pulshöhenverteilungen folgen zwar einer Poissonverteilung, jedoch sind die Maxima dieser beiden Verteilungen verschieden ausgeprägt (vgl. Morton /4/, Tull /6/, Arecchi /8/). Die Amplitudenverteilung der Dunkelstropmpulse wird durch diejenige Wahrscheinlichkeit beschrieben, mit der ein Photoelektron an einer Dynodenstufe ausgelöst worden ist, ohne daß vorher ein Elektron auf die Dynode aufgefallen ist. Bei der Pulshöhenverteilung der Nutzlichtpulse liegt der Verteilungsfunktion die bedingte Wahrscheinlichkeit zugrunde, mit der von einem auftreffenden Elektron an einer Dynode weitere Elektronen ausgelöst werden.

Im Experiment werden bei einer eingestellten Diskriminatorschwelle u_s alle Pulse mit einer Amplitude größer als $u = u_s$ gezählt. Die Anzahl der gezählten Photoelektronen ist dann gleich der integrierten Verteilungsdichte mit $u = u_s$ als unterer Integrationsgrenze

$$N = F(u_s, \infty) = \int_{u_s}^{\infty} f(u) du$$

Für das Optimum der Diskriminatorschwelle wurde folgende Bedingung gewählt:

$$F_D(0, u_s) \cdot F_S(u_s, \infty) = \text{Maximum}$$

Unterhalb der Diskriminatorschwelle u_s mögen maximal viel Dunkelstropmpulse und oberhalb der Schwelle maximal viel Nutzlichtpulse liegen, d.h. das Produkt der beiden Verteilungsfunktionen mit den Grenzen $u = 0$ und $u = u_s$ bei den Untergrundpulsen und den Grenzen $u = \infty$ und $u = u_s$ bei den Nutzlichtpulsen soll ein Maximum bilden

$$P(u_s) = \left[\int_0^{u_s} f_D(u) du \right] \cdot \left[\int_{u_s}^{\infty} f_S(u) du \right]$$

$$\frac{\partial P(u_s)}{\partial u_s} = 0$$

mit: u_s : Diskriminatorschwelle
 $f_D(u)$: Verteilungsdichte der Dunkelstimpulse
 $f_S(u)$: Verteilungsdichte der Nutzlichtpulse

Zur Bildung des Produktes wird einmal die Untergrundrate bei der Schwellenspannung $u_s \approx 0$ gemessen und dann die jeweilige Differenz bei der Schwellenspannung $u_s = u_s$.

$$P(u_s) = \left[\int_0^{\infty} f_D(u) du - \int_{u_s}^{\infty} f_D(u) du \right] \cdot \int_{u_s}^{\infty} f_S(u) du$$

$$P(u_s) = \left[F_D(0, \infty) - F_D(u_s, \infty) \right] \cdot F_S(u_s, \infty)$$

In Abb. 23 ist das so ermittelte Produkt $P(u_s)$ gegen die Schwellenspannung u_s aufgetragen. Dabei wurde die Anodenspannung U_a als Parameter variiert. In der Abbildung ist das jeweilige Produkt auf das Produkt bei der optimalen Schwelle bezogen. Man erkennt, daß das Maximum der Kurven umso flacher und weniger ausgeprägt wird, je höher die Anodenspannung ist. An sich würde ein weniger ausgeprägtes Maximum für die Wahl einer hohen Anodenspannung sprechen, weil dann das Optimum unabhängig von kleinen Schwankungen der Schwellenspannung wird, jedoch nimmt die Fluktuation der Dunkelstromrate bei hohen Anodenspannungen stark zu, d.h. die Streuung wird nicht mehr durch die Poisson-Varianz einer konstanten mittleren Rate beschrieben.

Als Optimum wurde daher eine Anodenspannung von 1600 Volt und eine Diskriminatorschwelle von 15 mV gewählt, bzw. 150 mVolt nach der Verstärkung um den Faktor 10 durch den Vorverstärker.

Literaturverzeichnis

- /1/ G. Fiocco, E. Thompson, Phys.Rev.Lett. 10,89 (1963)
- /2/ E. Fünfer, B. Kronast, H.J. Kunze, Phys.Letters 5, 125 (1963)
- /3/ H.C. Koons, G. Fiocco, J.appl.Phys. 39, 3389 (1968)
- /4/ G.A. Morton, Appl. Opt. 7, 1 (1968)
- /5/ J.A. Topp, H.W. Schrötter, H. Hacker, J. Brandmüller
Rev.sci.Instr. 10, 1164 (1969)
- /6/ R.G. Tull, Appl. Opt. 7, 2023 (1968)
- /7/ K. Betzler, T. Weller, R. Conradt, Rev.Sci.Instr. 42, 1594
(1971)
- /8/ F.T. Arecchi, E. Gatti, A. Sona, Rev.Sci.Instr. 37, 942 (1966)
- /9/ H.F. Döbele, K. Hirsch, Phys.Lett. 46 A,5,352 (1974)
- /10/ H. J. Kunze in "Plasmadiagnostics" ed. Lochte-Holtgreven
North Holland Publ.Co., Amsterdam (1968)
- /11/ D.E.Evans, J. Katzenstein, Rep.Progr.Phys. 32, 207 (1969)
- /12/ W.H. Kegel, IPP-Report 6/21 (1964)
- /13/ E.E. Salpeter, Phys.Rev. 122, 1663 (1961)
- /14/ H.R. Griem, Plasmaspectroscopy, McGraw Hill, N.Y. (1964)
- /15/ A. Eberhagen, W.Lünow IPP-Report 6/20 (1964)
- /16/ W.J. Karzas, R. Latter, Astrophys.J.Suppl. 6,167 (1961)
- /17/ P.M. Woodward, Probability and Information Theory with
Application to Radar, Pergamon Press,
London 1953
- /18/ D. Clarke, J.F. Grainger, Polarized Light and Optical
Measurement, Pergamon Press, Oxford 1971
- /19/ A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer 1955
- /20/ Landolt-Börnstein, 8. Teil: Optische Konstanten, Springer,
Berlin 1958
- /21/ Karl Tichmann, Dissertation (in Vorbereitung)
Universität Stuttgart 1974
- /22/ G. Janzen, K. Tichmann, Vortrag anl. d. Frühjahrstagung
1974 der DPG in Stuttgart (wird veröffentl.)

- /23/ Siegmund Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse
Bibliographisches Inst. Mannheim 1968
- /24/ Culham Report, CLM-R-107 (1970)
- /25/ R.D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw Hill, N.Y. 1955

An dieser Stelle möchte ich denen, die die Arbeit unterstützt und gefördert haben, meinen Dank aussprechen:

Herrn Brandmüller für die Übernahme der Arbeit und die Möglichkeit an der Universität München promovieren zu können.

Herrn Grieger für die Aufnahme in das Max Planck-Institut für Plasmaphysik und Unterstützung der Promotionsarbeit.

Herrn Ringler für die Themenstellung und viele wertvolle Diskussionen.

Den Herren A. Eschlwech, P. Schwarz, P. Voigt und M. Zippe für Ihre Ratschläge und Anregungen beim mechanischen und elektronischen Aufbau.

Der zweite Teil der experimentellen Arbeit wurde am Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart durchgeführt. Stellvertretend für die Mitarbeiter dieses Institutes möchte ich Herrn G. Decker für die hilfsbereite Zusammenarbeit und viele anregende Diskussionen danken.

Lebenslauf

- 25.2.1944 Geburt in Klannin, Kreis Köslin, als Sohn des
Landwirtes Ewald v. Hellermann und seiner Frau
Gudrun geb. v. Kügelgen
- 1950 bis 1954 Volksschule in Möggingen am Bodensee
- 1954 bis 1963 Alexander v. Humboldt Gymnasium in Konstanz
- März 1963 Abitur
- 1963 bis 1966 Studium der Physik an der Universität Kiel
- Mai 1966 Vordiplom an der Universität Kiel
- 1966 bis 1970 Studium der Physik an der Universität München
- Juli 1970 Diplomprüfung an der Universität München
Thema der Diplomarbeit: Zum Einfluß der Gase
Wasserstoff, Argon und Helium auf die magne-
tischen Eigenschaften dünner, aufgedampfter
Nickelschichten
- 1970 bis 1974 Dissertationsarbeit im Max Planck Institut für
Plasmaphysik in Garching über das Thema:
Thomsonstreuung an Plasmen niedriger Elektronen-
dichte- und Temperatur mit Hilfe eines konti-
nuierlichen Argon-Ionen Lasers
30. Oktober 1972 Heirat mit der Kunsthistorikerin Dr. Dorothee
Pflüger
- 5.8.1973 Geburt der Tochter Pauline
- 8.8.1974 *Taufed v. Hellermann*



